

Licht-Induzierte Kräfte auf Staubaggregate und deren Anwendung auf Planetare und Protoplanetare Oberflächen

Von der Fakultät für Physik der Universität Duisburg-Essen genehmigte
Dissertation von

Dipl.-Phys. Thorben Kelling

zur Erlangung des akademischen Grades

Dr. rer. nat.

1. Gutachter: Prof. Dr. Gerhard Wurm
2. Gutachter: Prof. Dr. Harald Hiesinger
3. Gutachter: Prof. Dr. Wilhelm Kley

Disputation: 03.05.2012

Für Mich

*Unvernünftigerweise verdreht man dann die Fakten, damit sie zu den Theorien passen,
anstatt seine Theorien den Fakten anzupassen – Sherlock Holmes
(Ein Skandal in Böhmen, Sir Arthur Conan Doyle)*

1 Zusammenfassung

Intensive optische Strahlung induziert bei wenigen mbar Umgebungsdrücken photophoretische und Knudsen Kompressor Kräfte in Staubschichten, die einzelne Aggregate gegen die Kohäsions- und Gravitationskraft aus einer Staubschicht herauslösen können. In dieser Arbeit werden Experimente und deren Ergebnisse sowie theoretische Ansätze der licht-induzierten Partikelaustritte diskutiert und deren Anwendungen im Kontext der Planetenentstehung dargestellt. Neben Laborexperimenten werden auch μg -Experimente und deren Ergebnisse vorgestellt. Die Resultate dieser Arbeit bestätigen die teils starke Wirkung von Photophorese, Thermophorese und Knudsen Kompressor Effekten auf freie und gebundene Staub- und Eisteilchen bei mbar Drücken. Licht-induzierte Kräfte in Staubschichten sind für die Planetenentstehung in protoplanetaren Scheiben relevant. Die μg -Experimente haben gezeigt, dass die Auswurfrate von Aggregaten aus einer Staubschicht invers von der gravitativen Beschleunigung abhängt. Staubige Körper in protoplanetaren Scheiben werden durch licht-induzierten Aggregataustritte (teilweise) erodiert und sind dadurch zu dem eine Quelle von μm Teilchen. Dieselben Effekte sind auch auf planetaren Körpern wie dem Mars anwendbar, wo sie eine Erklärung der Staubteufelaktivität sein können. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass Knudsen Kompressor Effekte nicht nur heftige Partikelerektionen in rasch abgedunkelten Staubschichten auslösen können sondern ganz generell ein Phänomen poröser Teilchen (hier: Staub- und Eisteilchen) mit einem Temperaturunterschied sind und dass dieser Effekt sogar ausgeprägt genug ist, um Staub- und Eisteilchen über einer Oberfläche gegen die Gravitation levitieren zu lassen.

Abstract

Intense optical radiation induces photophoretic and Knudsen compressor forces at a few mbar gas pressure in dust beds which are strong enough to eject particles against the cohesion and gravitational force from the dust beds surface into the surroundings. In this thesis experiments, their results as well as theoretical approaches on the light induced particle releases are discussed and their application in the context of planet formation is presented. Besides laboratory experiments, μg experiments and their results are presented. The conclusion of the work approves the strong effect of photophoresis, thermophoresis and Knudsen compressor effects on dust and ice particles at mbar pressure. The light induced forces in dust beds play an important role in planet formation processes in protoplanetary disks. The μg experiments showed, that the ejection rate scales

inversely with gravity. Dusty bodies in protoplanetary disks are (partially) eroded by light induced particle eruptions and are hence a source of μm particles. The same effects are also applicable to planetary bodies like Mars where they might explain the dust devil activity. It is further more demonstrated that Knudsen compressor effects do not only induce intense particle eruptions in rapidly shaded dust beds but are a general phenomena in porous particles (here: dust and ice particles) with a temperature difference over themselves. The Knudsen compressor effect is strong enough to levitate particles against gravity over a surface.

Inhaltsverzeichnis

1	Zusammenfassung	I
2	Veröffentlichungen	IV
3	Motivation	1
3.1	Astrophysikalische Hintergrund: Planetenentstehung	5
4	Theoretischer Hintergrund für die Experimente	11
4.1	Photophorese	13
4.2	Thermophorese	19
4.3	Knudsen Kompressor Effekt und Thermisches Kriechen	20
4.4	Staub und Staubschichten	23
4.5	Temperaturverteilung in beleuchteten Staubschichten	26
5	Experimente und Ergebnisse	34
5.1	Licht-induzierte Partikeleruptionen in Staubschichten	34
5.1.1	Theorie der photophoretischen Teilchenauswürfe	40
5.2	Partikeleruptionen unter μg in Parabelflügen	51
5.3	Knudsen Kompressor Eruptionen	58
5.4	Partikellevitation: Staubaggregate	66
5.5	Partikellevitation: Eis-Aggregate	72
6	Astrophysikalische Anwendungen	80
6.1	Partikeleruptionen in Protoplanetaren Scheiben	80
6.2	Partikeleruptionen auf planetaren Körpern: Mars	85
6.3	Partikellevitation: Staub und Eis	94
7	Fazit	98
8	Ausblick	102
9	Danksagung	110
10	Erklärung	111

2 Veröffentlichungen

Im Rahmen dieser Dissertation wurden die unten stehenden Artikel und Konferenzbeiträge veröffentlicht.

Artikel (peer reviewed)

- **T. Kelling**, G. Wurm und C. Dürmann, *Ice Particles Trapped by Temperature Gradients at mbar Pressure*, im Druck, Review of Scientific Instruments, 2011.
- **T. Kelling** und G. Wurm, *A mechanism to produce the small dust observed in protoplanetary disks*, Astrophysical Journal, 733, 120-125, 2011.
- **T. Kelling**, G. Wurm, M. Kocifaj, J. Klačka und D. Reiss, *Dust Ejection from Planetary Bodies by Temperature Gradients: Laboratory Experiments*, Icarus, 212, 935-940, 2011.
- M. Kocifaj, J. Klačka, **T. Kelling** und G. Wurm, *Radiative Cooling within Illuminated Layers of Dust on (Pre)-Planetary Surfaces and its effect on Dust Ejection*, Icarus, 211, 832-838, 2011.
- M. Kocifaj, J. Klačka, G. Wurm, **T. Kelling** und I. Kohút, *Dust ejection from (pre-) planetary bodies by temperature gradients: radiative and heat transfer*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 404, 1512–1518, 2010.
- **T. Kelling** und G. Wurm, *Self-Sustained Levitation of Dust Aggregate Ensembles by Temperature-Gradient-Induced Overpressures*, Physical Review Letters, 103, 2155021–2155024, 2009.

Proceedings

- C. de Beule, **T. Kelling**, G. Wurm, J. Teiser und T. Jankowski, *Light Induced Erosion of Dusty Planetesimals and Mars: μg Experiments*, 4th International Symposium on Physical Sciences in Space, Conference Proceedings, Bonn (Deutschland), 2011.

Konferenzbeiträge

- **T. Kelling** und G. Wurm, *Planet Formation: Light Induced Erosion of Planetesimals and the Production of μm Particles*, Poster und Abstract, EPSC-DPS Joint Meeting, Nantes (Frankreich), 2011.
- T. Jankowski, **T. Kelling** und G. Wurm, *Steps in planet formation: Collisions of mm sized dust aggregates in the cm/s regime*, Poster und Abstract, EPSC-DPS Joint Meeting, Nantes (Frankreich), 2011.
- C. de Beule, **T. Kelling**, G. Wurm, J. Teiser und T. Jankowski, *Light Induced Dust Lifting on Mars: 0g Experiments*, Abstract, EPSC-DPS Joint Meeting, Nantes (Frankreich), 2011.
- J. van Eymeren, **T. Kelling**, G. Wurm und S. Hagenacker, *Photophoresis on water-ice particles induced by thermal radiation in protoplanetary discs*, Poster und Abstract, European Conference on Laboratory Astrophysics, Paris (Frankreich), 2011.
- G. Wurm, **T. Kelling**, T. Teiser, C. de Beule und T. Jankowski, *Mars and Planetesimals: Erosion by Photophoresis and Natural Knudsen Compressors on Parabolic Flights*, Poster und Abstract, 4th International Symposium on Physical Sciences in Space, Bonn (Deutschland), 2011.
- **T. Kelling**, G. Wurm, M. Kocifaj, J. Klačka und D. Reiss, *Dust Ejection from Planetary Bodies by Temperature Gradients*, Poster und Abstract, Planet Formation and Evolution, Göttingen (Deutschland), 2010.
- T. Jankowski, **T. Kelling** und G. Wurm, *Measurement of sticking probabilities from dust collisions (mm size) in the cm/s regime*, Poster und Abstract, Planet Formation and Evolution, Göttingen, 2010.
- C. de Beule, **T. Kelling**, J. Teiser, G. Wurm und T. Jankowski, *Erosion of illuminated planetesimals: Microgravity experiments*, Poster und Abstract, Planet Formation and Evolution, Göttingen (Deutschland), 2010.
- **T. Kelling** und G. Wurm, *Dust Growth in the Solar Nebula: Multiple Low Velocity Collisions of Hot Particles*, Poster und Abstract, 72nd Annual Meeting of the Meteoritical Society, Nancy (Frankreich), 2009.

-
- **T. Kelling**, G. Wurm, D. Reiss, M. Kocifaj, J. Klačka and J. Teiser, *Dust Eruptions on Mars by Temperature Gradient induced Forces*, Talk und Abstract, Workshop on the Microstructure of the Martian Surface, Kopenhagen (Dänemark), 2009.
 - G. Wurm, J. Teiser, D. Reiss und **T. Kelling**, *Lifting Dust on Mars by Greenhouse Effects and Thermophoresis*, Poster und Abstract, 40th Lunar and Planetary Science Conference, Huston (USA), 2009.
 - D. Reiss, D. Lüsebrink, H. Hiesinger, **T. Kelling**, G. Wurm und J. Teiser, *High Altitude Dust Devils on Arsia Mons, Mars: Testing the Greenhouse and Thermophoresis Hypothesis of Dust Lifting*, Abstract, 40th Lunar and Planetary Science Conference, Huston (USA), 2009.
 - **T. Kelling**, G. Wurm, D. Reiss, M. Kocifaj, J. Klačka and J. Teiser, *Dust Eruptions (on Mars) by Temperature Gradient induced Forces*, Talk und Abstract, 41st annual Meeting of the Division of Planetary Sciences of the American Astronomical Society, Fajardo (Puerto Rico, USA), 2009.
 - **T. Kelling**, G. Wurm und J. Teiser, *Erosion of Dusty Bodies and Dust Storms on Mars: Two Applications of the GT-Effect*, Abstract und Poster, Cosmic Dust Near and Far, Heidelberg (Deutschland), 2008.

3 Motivation

In einem verdünnten Gas wirken unter dem Einfluss von Temperaturgradienten erhebliche Kräfte auf Körper. Das prominenteste und ein auch gleichzeitig sehr anschauliches Beispiel dafür stellte William Crook 1873 der Welt vor: seine Lichtmühle (Abb.1). In einem evakuierten Glaskolben (10^{-2} mbar) befindet sich ein fein gelagertes Flügelrad, dessen Flügelplättchen auf der einen Seite reflektierend und auf der anderen Seite geschwärzt sind.

Wird das Flügelrad beleuchtet, so dreht es sich dergestalt, dass die geschwärzten Flächen von der Lichtquelle weg getrieben werden. Zu Crooks Zeiten und auch noch weit danach gab es viele Erklärungsversuche, die hier nicht alle nachvollzogen werden; interessante Stationen finden sich z.B. in Reynolds (1876), Maxwell (1879) und auch in Einstein (1924).

Das Geheimnis der Bewegung des Flügelrades besteht darin, dass die geschwärzten Seiten des Flügels durch die Lichtbestrahlung aufgeheizt und auf eine Temperatur gebracht werden, die über der mittleren Temperatur des Restgases in dem Glaskolben liegt, während die reflektierende Seite der Flügelplättchen ihre Temperatur kaum erhöht. Gasmoleküle, die an den Oberflächen des Flügelrades akkomodieren übernehmen die lokale Temperatur der Oberfläche. Die Gasmoleküle der warmen Seite verlassen den Flügel mit einem größeren Impuls als vor der Akkomodation – die Gasmoleküle auf der reflektierenden Seite hingegen verändern ihren Eingangsimpuls kaum. Die Impulserhaltung schreibt nun vor, dass das Flügelrad diesen Impulsunterschied der Gasmoleküle ausgleichen muss: Das Rad dreht sich. Die Kraft, die das Flügelrad aufgrund von Temperaturunterschieden zum Drehen bringt, wird Photophorese genannt. Zur direkten photophoretischen Kraft tritt an den Rändern der Flügelplättchen noch zusätzlich thermisches Kriechen auf (Hettner, 1924).

Die selben Effekte, die das Flügelrädchen der Lichtmühle bewegen, sind auch in der

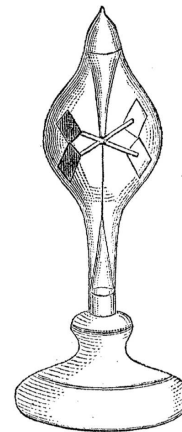


Abb. 1 – Lichtmühle (aus Reynolds (1876)). Werden die einseitig geschwärzten Flügelplättchen in dem evakuierten Glaskolben beleuchtet, bewegen sie sich aufgrund von Photophorese in Richtung der nicht geschwärzten Seite.

Frühphase der Planetenentstehung wirksam, wo sie auf einzelne Staubaggregate aber vor allem auch auf Staubschichten wirken. Wurm und Krauss (2006) haben herausgefunden, dass aus einem Staubbett einzelne Staubteilchen (Aggregate) eruptiv herausgelöst werden, wenn das Staubbett bei geringem Atmosphärendruck ($0.1 < p \ll 100$ mbar) mit einer intensiven optischen Lichtquelle bestrahlt wird. Dabei stellten Wurm und Krauss (2006) folgendes fest:

- Nur bei dunklem Staub (z.B. Graphit oder Basalt) werden Staubteilchen herausgeschleudert.
- Staubteilchen werde nur an der beleuchteten Stelle der Oberfläche ausgestoßen.
- Die Intensität I der Lichtquelle muss genügend groß sein (einige kW/m²).
- Es gibt einen bestimmten Druck p_{max} , bei dem die Grenztintensität, die zum Auswurf nötig ist, minimal ist. Für Staubschichten ist i.d.R. $0.1 < p_{max} \ll 100$ mbar.
- Zu niedrigeren und höheren Drücken ist eine deutlich höhere Intensität für Teilchenauswürfe nötig.

Aus ihren Beobachtungen schlossen Wurm und Krauss (2006), dass der Auswurfmechanismus der Teilchen eine photophoretische Kraft ist, die auf die Staubteilchen der obersten Staubschichten wirkt. Diese licht-induzierte Kraft übertrifft an Stärke die an den Teilchen wirkende Kohäsions- und Gravitationskraft.

Kräfte, die bei mbar Drücken und Intensitäten von einigen kW/m² stark genug sind, Staubteilchen aus ihrem Verbund und sogar gegen die Erdgravitation herauszulösen, haben eine Fülle von Anwendungen in der Astrophysik, z.B. bei der Formation von Staubringen in sog. protoplanetaren Scheiben (Wurm, 2007), beim Staubtransport im inneren Bereich von Übergangsscheiben (Krauss et al., 2007) oder auch bei der Erosion von Körpern in protoplanetaren Scheiben (Wurm, 2007; Kelling et al., 2011; Kelling und Wurm, 2011). Dieser Erosionseffekt ist aber nicht auf protoplanetare Scheiben begrenzt, sondern kann auch Anwendung auf Planeten finden, wie z.B. dem Mars. Bis dato gibt es keine schlüssige Theorie, wie bei den geringen Gasdrücken der Marsatmosphäre Staub von dessen Oberfläche gelöst werden kann. Hier kann der licht-induzierte Erosionseffekt dazu beitragen, das Rätsel um Staubteufel und -stürme auf dem Mars zu lösen (Wurm, Teiser und Reiss, 2008; Kelling et al., 2011).

Trotz der bereits geleisteten Untersuchungen zu licht-induzierten Kräften auf Staub und in Staubschichten, fehlte noch ein detaillierteres physikalisches Modell, was die Motivation dieser Arbeit darstellt. Konkret stellten sich die Fragen:

- Wie entsteht der Erosionsprozess durch Lichteinstrahlung und Temperaturgradienten in den obersten Staubschichten genau?
- Welchen Einfluss hat die Gravitation?
- Lassen sich gezielt weitere Effekte zur Verifizierung des Modells finden?
- Was lassen diese Effekte für (astrophysikalische) Anwendungen zu?

Die Arbeit wird sich diesen Fragestellungen (hauptsächlich) experimentell nähern. Als Erosionsprozess haben die in dieser Arbeit untersuchten Effekte eine zentrale Bedeutung bei der Planetenentstehung in Akkretionsscheiben.

Die in dieser Arbeit diskutierten Kräfte wirken stark auf einzelne Staubteilchen aber auch auf größere Stauboberflächen. Im Zuge der Planetenentstehung wechselwirkt der Staub in einer Akkretionsscheibe (im Kontext der Planetenentstehung auch protoplanetare Scheibe genannt) um einen neu entstandenen Stern durch z.B. Kollisionen in solcher Weise miteinander, dass am Ende dieses Prozesses tausende bis hunderttausende km große Gesteins- und/oder Gasplaneten entstehen (Blum und Wurm, 2008). Vor allem die erste Phase des Planetenwachstums von einzelnen, μm großen Staubteilchen hin zu Meter oder auch km großen Körpern ist noch nicht abschließend verstanden (Weidenschilling, 1977; Zsom et al., 2010).

Ein Erosions- oder Transportprozess kann z.B. die Bildung von Planeten be- oder entschleunigen, kann die Wahrscheinlichkeit für Stöße durch Konzentration erhöhen aber auch durch auseinandertreiben verringern (Wurm, 2007; Krauss et al., 2007; Kelling et al., 2011; Kelling und Wurm, 2011). Die Erosion größerer Körper kann z.B. deren komplette Massenakkretion durch den zentralen Stern verhindern und kann zu dem als eine Quelle kleiner Staubteilchen dienen (Kelling, Wurm und Dürmann, 2011). Die Details licht-induzierter Partikelauwürfe aus staubigen Oberflächen aber auch weitere, im Zuge dieser Arbeit aufgedeckten Effekte durch Temperaturunterschiede im Staub, sind daher ein wichtiger Aspekt um die Theorie der Planetenentstehung zu komplettieren.

In Abschnitt 3.1 dieses Kapitels zeichne ich den astrophysikalischen Hintergrund der

Planetenentstehung der Arbeit, in Kapitel 4 werden dann die Grundkonzepte der auftretenden Kräfte beschrieben. Anschließend werden in Kapitel 5 die durchgeführten Experimente sowie die grundlegenden Resultate besprochen und in Kapitel 6 deren astrophysikalische Anwendungen in protoplanetaren Scheiben als auch deren Applikation auf den Mars diskutiert. In Kapitel 7 wird eine Zusammenfassung der Ergebnisse dargestellt und das Fazit der Arbeit gezogen. Zuletzt wird in Kapitel 8 ein Ausblick auf weiterführende Ideen und Experimente beschrieben.

3.1 Astrophysikalische Hintergrund: Planetenentstehung

Die während dieser Arbeit geleisteten experimentellen und theoretischen Untersuchungen von Temperatureffekten in Staub und Eis sind im Rahmen der Planetenentstehung durchgeführt worden und finden daher in erster Linie auch hier ihre Anwendung. Um die Experimente in diesen Kontext einzuordnen, zeichne ich erst den allgemeinen Rahmen der Planetenentstehung, um dann auf die speziellen Anwendungen der Experimente und deren Ergebnisse in diesem Gebiet (Kapitel 6) zurückzukommen.

Die Planetenentstehung ist ein weites Feld und vor allem die experimentellen Untersuchung dazu stellen einen relativ jungen Forschungszweig dar. Neben den Planeten im Sonnensystem gibt es mittlerweile eine große Anzahl indirekt und direkt nachgewiesener extrasolarer Planeten - die Datenbank von Wright et al. (2011) listet die entdeckten Exoplaneten auf. Ähnlich unserem Sonnensystem variieren die Größe und die Zusammensetzung der extrasolaren Planeten stark: Sie können viele Jupitermassen schwere Gasriesen oder aber auch (im Vergleich dazu) kleinere terrestrische Planeten sein.

Viele Fragen der Planetenentstehung sind noch ungeklärt. Übereinstimmung findet sich aber darüber, wo und wann Planeten entstehen: Nämlich als Beiprodukt der Sternentstehung (Ostlie und Carroll, 2007; Blum und Wurm, 2008). Die Umstände, Initialisierungen und Details der Sternentstehung sind selbst umfangreiche Forschungszweige, weswegen ich hier auf die Literatur verweise, wie z.B. Stahler und Palla (2004) oder Ostlie und Carroll (2007).

Planeten bilden sich in Akkretionsscheiben um junge Sterne (Blum und Wurm, 2008). Diese Akkretionsscheiben formen sich während des Entstehungsprozesses eines Sterns (Tscharnuter et al., 2009). Sternentstehungsgebiete wiederum sind Molekülwolken im interstellaren Raum (McKee und Ostriker, 2007; Ostlie und Carroll, 2007; Stahler und Palla, 2004). Die Gesamtmasse solcher Molekülwolken kann einige Sonnenmassen betragen wobei sehr große Molekülwolken auch bis zu $10^6 M_{\odot}$ aufweisen ($M_{\odot} \simeq 2 \times 10^{30}$ kg ist eine Sonnenmasse, Ostlie und Carroll (2007)). In Molekülwolken sind (sub-) μ m Kohlenstoff- und Silikat-Staubteilchen vorhanden, sie bestehen aber hauptsächlich aus Gas: Molekularer Wasserstoff (H_2), einfach und zweifach ionisierter Wasserstoff (HI, HII) sowie Helium (Ostlie und Carroll, 2007). Alle anderen Moleküle und auch der initiale Staub zusammen steuern höchstens im Prozentbereich zur Gesamtmasse der Molekülwolke bei (Ostlie und Carroll, 2007).

Dichteschwankungen in einer Molekülwolke können lokal das Gas derart komprimieren, dass das Jeans-Kriterium erfüllt wird: Das Gas kann sich nicht mehr gegen die Eigengravitation stützen und kollabiert. Während des Kollapses verdichtet sich das anfangs sehr verdünnte und kalte Gas der Molekülwolke und heizt sich auf (Ostlie und Carroll, 2007). Im Zentralbereich des Kollaps steigt die Dichte und Temperatur der Art an, dass ab einem gewissen Zeitpunkt Wasserstoff zu Helium fusioniert wird – also Fusionsenergie aus Gravitationsenergie gewonnen wird, die in Form von Strahlung abgegeben wird: *A star is born*. Dabei ist die Sternentstehung kein isolierter Prozess, sondern im Zuge des Kollaps entstehen meist mehrere Globulen, aus denen sich Sterne formen (Ostlie und Carroll, 2007).

Der homogene, sphärische Kollaps einer Molekülwolke ist der theoretische Idealfall, der durch vielerlei Effekte beeinflusst wird, wovon einer der Anfangsdrehimpuls der kollabierenden Molekülwolke ist. Durch die Drehimpulserhaltung muss die kollabierende Molekülwolke und somit auch der im Kerngebiet entstehende Stern mit immer steigender Geschwindigkeit rotieren. Das auf den Zentralbereich fallende Material bildet hierdurch eine Scheibe um den im Zentrum entstandenen Protostern aus (Tscharnuter et al., 2009). Auf diese Scheibe fällt von außen weiter Material aus der Molekülwolke ein. Die Scheibe um den Protostern ist dessen Akkretionsscheibe, in der sich das Gas (Wasserstoff und Helium) als auch die schon vorhandenen Staubteilchen aus der Molekülwolke befinden. Die Gesamtdauer eines Kollaps zum Stern mit Akkretionsscheibe beträgt einige 10^5 Jahre. Akkretionsscheiben um neue Sterne sind bis zu einigen 10^6 Jahren durch die Infrarotemission des Staubes beobachtbar (Haisch, Lada und Lada, 2001).

Es besteht weitestgehend Einigkeit darüber, dass in den Akkretionsscheiben um neue Sterne die Planetenentstehung stattfindet und nach einigen 10^6 Jahren zumindest die Phase der Gasplanetenformung beendet ist (Blum und Wurm, 2008). Diese Scheiben – im Zusammenhang mit der Planetenentstehung auch protoplanetare Scheiben genannt – bestehen aus einem Gas/Staub-Gemisch im Verhältnis von ca. 100/1 (wobei auch Eispartikel unter dem Begriff Staub subsumiert werden, Hayashi, Nakazawa und Nakagawa (1985)). Aus diesem anfänglichen, typisch μm großen Staubteilchen (Olofsson et al., 2010) formen sich durch vielseitige Wechselwirkungen (z.B. Staubkoagulation, Stöße von Köpern, Gasekkretion uvm.) im Zuge der Planetenentstehung zehn- bis hunderttausende km große Gasplaneten und/oder terrestrische Planeten (Blum und Wurm, 2008).

Abb. 2 zeigt ein Modell einer protoplanetaren Scheibe mit Fokus auf den inneren Bereich (einige AU vom zentralen Stern; AU = astronomical unit, mittlerer Abstand Sonne-Erde,

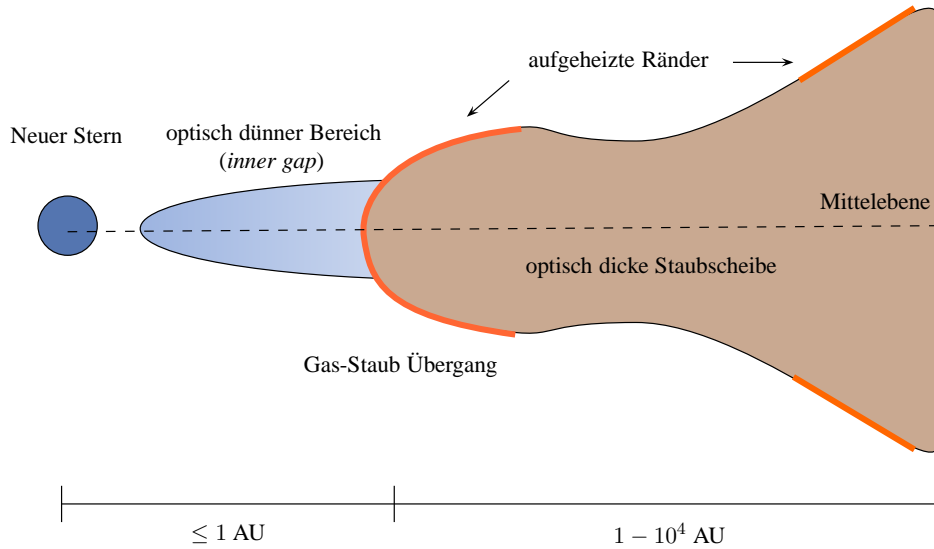


Abb. 2 – (farbig) Protoplanetare Scheibe (Dullemond und Monnier, 2010). Die Akkretionsscheibe um einen neuen Stern kann bis zu 10^4 AU groß sein. Die Temperatur und der Gasdruck variieren über Größenordnungen. Sie besteht aus ca. 1/100 Anteilen solider Partikel (Staub, Eis) zu Gas und ist nach außen hin in der Höhe zunehmend (*flared disk*). Im inneren Bereich liegt oft ein optisch dünner, staubfreier Bereich (*inner gap*). Der Übergang in den optisch dicken Bereich und auch die äußeren Ränder der Scheibe werden von der Strahlung des Stern direkt aufgeheizt.

149.6×10^6 km, Dullemond und Monnier (2010)). Der innere Bereich von protoplanetaren Scheiben ist für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente von besonderer Bedeutung, da hier Intensitäten und Gasdrücke ausreichend sind, um z.B. licht-induzierte Erosionseffekte auszulösen (Wood, 2000).

Typische Größen von protoplanetaren Scheiben betragen einige 100 AU, wobei die Extreme von einigen 10 bis 10^4 AU reichen. Einen Überblick über die bis dato beobachteten protoplanetaren Scheiben finden sich bei McCabe und Stapelfeldt (2007) und deren Archiv. Die Temperaturen einer Scheibe reichen (je nach Modell) von einigen 10^3 K nahe dem zentralen Stern bis zu wenigen 10 K in den Außenbereichen und auch die Gasdrücke variieren über viele Größenordnungen von bis zu 10^{-2} bar im inneren Bereich hinzu sehr geringem Gasdruck ($< 10^{-10}$ bar) in den Außenbereichen (Wood, 2000).

Das Verständnis des konkreten dynamischen Verhaltens solcher Akkretionsscheiben im Allgemeinen als auch im Speziellen die Bewegung von μm Partikeln in ihr ist eine immense theoretische Herausforderung: Um z.B. das Verhalten von μm Staubpartikeln zu

simulieren muss man die nähere Umgebung des Partikels genau verstehen – und das über Dimensionen von bis zu 10^4 AU, einige tausend Kelvin an Temperatur und gewaltigen Druckbereichen im Zusammenspiel mit ionisierender Strahlung, Magnetfeldern und Turbulenzen (Wood, 2000; Armitage, 2010).

Das Standardmodell der Planetenentstehung geht davon aus, dass sich aus μm Staubpartikeln über fraktales Wachstum, Stößen von Partikeln unterschiedlicher Größe und Geschwindigkeit und Gasakkretion terrestrische und Gasplaneten bilden (Blum und Wurm, 2008). Unser eigenes Sonnensystem aber auch Beobachtungen von Exoplaneten stützen die Theorie, dass sich erstens tatsächlich Planeten bilden können und das zweitens dies auch um andere Sterne geschieht – und zwar in protoplanetaren Scheiben (Kalas et al., 2008).

Damit Staubpartikel wachsen (sich zusammenschließen) können, müssen sie sich so weit annähern, dass Haftung auftreten kann. Letztendlich ist dies im Anfangsstadium immer eine Kollision – wobei die Wahrscheinlichkeiten für Wachstum, Abprallen (*bounce-off*) oder Fragmentation stark von den Teilchen- und Kollisionsparametern abhängen (Teiser und Wurm, 2009a; Teiser und Wurm, 2009b; Teiser, J. 2009; Güttler, C. 2009; Jankowski, 2011). Für eine Kollision ist eine Relativgeschwindigkeit zwischen den wechselwirkenden Teilchen notwendig. In einer protoplanetaren Scheibe gibt es für Teilchen eine Fülle an induzierten Bewegungen wie z.B. Brownsche Bewegung (Blum et al., 1996) oder aber auch Gasreibung (Weidenschilling, 1977). Relativgeschwindigkeiten und somit auch Kollisionen bzw. die Annäherung von Teilchen sind daher wahrscheinlich in einer protoplanetaren Scheibe.

Allgemein stellt man sich das Wachstum von Körpern folgendermaßen vor: Die anfänglich μm großen Staubpartikel begegnen sich in *hit-and-stick* Kollisionen und wachsen zu größeren, fraktalen Körpern heran (Wurm und Blum, 1998; Blum und Wurm, 2008). Auch diese kollidieren wieder und bringen größere, kompaktere Staubteilchen hervor (Teiser und Wurm, 2009a; Teiser und Wurm, 2009b; Teiser, J. 2009). Im Grunde setzt sich dieser Prozess fort bis Körper entstehen, die Teilchen auch gravitativ an sich binden können (mehrere km, Planetesimale). Ist noch genügend Gas und Staub in der Scheibe vorhanden, können die Planetesimale weiter zu Planeten und durch Gasakkretion zu Gasplaneten wachsen. Neben diesem Koagulationsmodell gibt es auch Planetenentstehungsmodelle auf Basis eines lokalen gravitativen Kollaps der protoplanetaren Scheibe (Goldreich und Ward, 1973; Johansen et al., 2007).

Bei Staubkollisionen verschieden großer und schneller Teilchen findet mit Nichten immer nur eine *hit-and-stick* Begegnung stattfindet: Bei vielen Stößen tritt eine (Teil-)Fragmentation der Stoßpartner oder aber auch ein Abprallen der Teilchen voneinander auf. Unter welchen Bedingungen (Geschwindigkeiten, Winkel, Größenverhältnissen, Porositäten usw.) Wachstum stattfindet ist selbst wieder ein weites experimentelles Feld (Teiser und Wurm, 2009a; Teiser und Wurm, 2009b; Teiser, J. 2009; Güttler, C. 2009; Jankowski, 2011).

Zwei Probleme des Standardmodells (Koagulationsmodell) der Planetenentstehung möchte ich hier explizit aufzeigen, da die in den folgenden Kapiteln beschriebenen Experimente und deren Ergebnisse dazu Erklärungen bieten:

Problem 1 Durch den immensen Druckunterschied zwischen dem inneren und äußeren Bereichen der protoplanetaren Scheibe gibt es einen radialen Druckgradienten. Dieser Gradient wirkt der Gravitation des zentralen Sterns entgegen und unterstützt das Gas. Als Folge rotiert das Gas nicht mit Keplergeschwindigkeit um den Stern sondern mit einer geringeren Geschwindigkeit (Weidenschilling, 1977). Größere Körper, die weniger bis gar nicht an das Gas angekoppelt¹ sind, bewegen sich mit Keplergeschwindigkeit und daher permanent mit hoher Relativgeschwindigkeit durch das Gas und erfahren eine Reibungskraft. Bei meter großen Köpern führt dies dazu, dass diese Objekte sich innerhalb von 10^2 Jahren einige AU radial nach innen auf den zentralen Stern zu bewegen bis sie schließlich akkretiert werden (Weidenschilling, 1977). Die nach innen gerichtete Drift wirkt der Planetenentstehung offensichtlich entschieden entgegen und wird auch die *meter-size barrier* genannt.

Problem 2 Über die gesamte Lebensdauer von einigen 10^6 Jahren einer protoplanetaren Scheibe ist μm Staub an der Oberfläche beobachtbar (Haisch, Lada und Lada, 2001). Durch Staubwachstum müsste aber der Anteil kleiner Teilchen rasch abnehmen. Es muss also einen Prozess geben, der kontinuierlich kleinen Staub produziert und der konform ist mit der totalen Massenverteilung und –bilanz der Scheibe. Kollisionen zwischen (größeren) Körpern produzieren i.A. eine Staubgrößenverteilung nach einem Potenzgesetz. Nämlich man den kleinen Staub als Basis zur Massenabschätzung einer protoplanetaren Scheibe, so wäre dies nicht immer

¹Kleinere μm Teilchen werden stärker durch Molekülstöße des Gases beeinflusst als sehr große Körper. Eine Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Teilchen wird daher bei sehr kleinen Teilchen schnell ausgeglichen und diese nehmen Richtung und Geschwindigkeit des Gases rasch an: Sie *koppeln* besser an das Gas an.

in Übereinstimmung mit der Massenbilanz und -verteilung (Kelling und Wurm, 2011). Paraskov, Wurm und Krauss (2006) haben herausgefunden, dass durch Gasreibung Partikel von Körpern gelöst werden können – mit welcher Effizienz und ob dadurch überhaupt μm Partikel entstehen ist allerdings unklar.

4 Theoretischer Hintergrund für die Experimente

In diesem Kapitel werden grundlegende theoretische Aspekte besprochen, die im weiteren Verlauf dieser Arbeit gebraucht werden, um damit diejenigen Theorien zu entwickeln, welche die experimentellen Beobachtungen in Kapitel 5 beschreiben. Drei Prozesse – Photophorese, Thermophorese und der Knudsen Kompressor Effekt –, die auch im Verlauf dieser Arbeit immer wieder angesprochen werden, werden hier kurz und im nächsten Abschnitt vertieft vorgestellt.

Photophorese: Beschleunigung eines in einem Gas suspendierten Teilchens aufgrund von Temperaturgradienten *über dem suspendierten Teilchen* (Beresnev, Chernyak und Fomyagin, 1993; Rohatschek, 1995).

Thermophorese: Beschleunigung eines in einem Gas suspendierten Teilchens aufgrund von Temperaturgradienten *im Gas* (Zheng, 2002).

Knudsen Kompressor Effekt: Induzierte Gasbewegung aufgrund von Temperaturunterschieden entlang einer Oberfläche in Richtung von Kalt nach Warm (thermisches Kriechen) und ein dadurch möglicher Druckaufbau entlang kleiner Kanäle (Knudsen, 1909; Muntz et al., 2002).

Diese Effekte treten bei suspendierten Teilchen im Zusammenhang mit dem Umgebungsgas auf. Zur Charakterisierung von Gasströmungen dient die Knudsen-Zahl Kn - sie ist das Verhältnis der mittleren freien Weglänge λ der Gasmoleküle zur geometrischen Bezugsgröße L (wie z.B. die Teilchen- oder Porengröße oder aber auch Rohr- bzw. Leitungsdurchmesser, Bergmann, Schaefer und Kleinermanns (2006)). Die mittlere freie Weglänge λ ist diejenige Wegstrecke, die ein Gasmolekül im Mittel propagieren kann bevor es zu einer Wechselwirkung kommt. Mit der mittleren freien Weglänge (Meschede, 2002)

$$\lambda = \frac{k_B T}{\sqrt{2} \pi \sigma_{gas}^2 p} \quad (1)$$

ist die Knudsen-Zahl definiert als (Hänel, 2004)

$$Kn = \frac{\lambda}{L} = \frac{k_B T}{\sqrt{2} \pi \sigma_{gas}^2 p L}. \quad (2)$$

Dabei ist $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K die Boltzmann-Konstante (Meschede, 2002), T die Gastemperatur, σ_{gas} der Gasmoleküldurchmesser (geometrische Wechselwirkungsquerschnitt) und p der Gasdruck. Für Luft ist die mittlere freie Weglänge z.B. (Jennings, 1988)

$$1013 \text{ mbar} \simeq 70 \text{ nm} \quad (3)$$

$$1 \text{ mbar} \simeq 70 \text{ } \mu\text{m}. \quad (4)$$

Anhand der Knudsen-Zahl unterscheidet man drei Druckbereiche

$$Kn \ll 1 \quad \text{Kontinuumsströmung} \quad (5)$$

$$Kn \simeq 1 \quad \text{Übergangsströmung} \quad (6)$$

$$Kn \gg 1 \quad \text{freie Molekularströmung.} \quad (7)$$

Für $Kn \ll 1$ gelten die Gesetze der Gasdynamik und für $Kn \gg 1$ gilt die kinetische Gastheorie verdünnter Medien (Meschede, 2002).

Die Kräfte, die im 19. Jhd. durch die Crooksche Lichtmühle ins Bewusstsein der Forschung gerückt wurden, sind genau diejenigen Effekte, die in dieser Arbeit eine entscheidende Rolle spielen. Im Folgenden wird nochmals näher auf die einzelnen Kräfte in Bezug zu kleinen ($\mu\text{m} - \text{mm}$) Staubteilchen eingegangen.

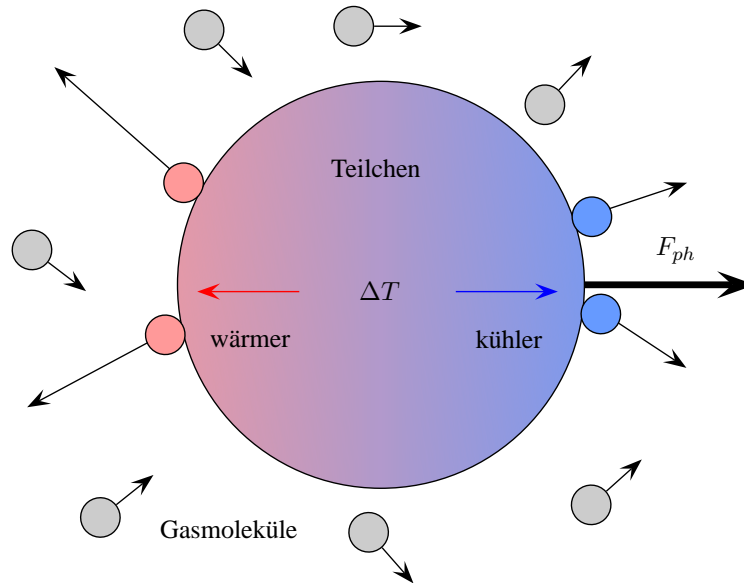


Abb. 3 – (farbig) Prinzip Photophorese, ΔT -Kräfte. Ein in einem Gas suspendiertes Teilchen mit einem Temperaturunterschied ΔT über seiner Oberfläche wird in Richtung der kühleren Seite beschleunigt. Hervorgerufen wird die Beschleunigung durch die Wechselwirkung der Gasmoleküle mit der Teilchenoberfläche. Die akkomodierten Gasmoleküle übernehmen die lokale Oberflächentemperatur. Bedingt durch den Temperaturunterschied über der Teilchenoberfläche verlassen die Gasmoleküle i.A. die Oberfläche mit verschiedenem Impuls. Im Mittel haben die Gasmoleküle der wärmeren Seite einen größeren Impuls. Als Folge wird das suspendierte Teilchen beschleunigt.

4.1 Photophorese

Photophorese ist eine Kraft, die durch die Wechselwirkung eines suspendierten Teilchens mit dem ihm umgebenden Gas hervorgerufen wird (Beresnev, Chernyak und Fomyagin, 1993; Rohatschek, 1995). Gasmoleküle akkomodieren an der Oberfläche des suspendierten Teilchens, übernehmen die lokale Oberflächentemperatur und verlassen das Teilchen wieder. Wird das suspendierte Teilchen mit einer Lichtquelle angestrahlt – daher auch der Name Photophorese – kann eine photophoretische Kraft durch zwei Prozesse entstehen (Rohatschek, 1995):

ΔT -Photophorese Durch das Bestrahlen mit einer gerichteten Lichtquelle wird das suspendierte Teilchen einseitig aufgeheizt (Abb. 3). Es entsteht ein Temperaturunterschied ΔT über dem Teilchen. Akkomodierte Gasmoleküle übernehmen demnach an unterschiedlichen Stellen der Oberfläche verschiedene Temperaturen. Im Mittel verlassen die Gasmoleküle die wärmere Seite des Teilchens mit einem größeren Im-

puls als die Moleküle der kühleren Seite: Eine photophoretische Kraft beschleunigt das suspendierte Teilchen in die Richtung von warm nach kalt, was i.A. von der Lichtquelle weg ist (positive Photophorese). Bewegt sich ein Teilchen zur Lichtquelle hin, spricht man von negativer Photophorese: Die von der Lichtquelle aus gesehene Rückseite des Teilchens wird dann durch die Strahlung stärker aufgeheizt.

$\Delta\alpha$ -Photophorese Variiert der Akkomodationskoeffizient² α über die Oberfläche eines homogen auf eine gegenüber dem ihm umgebenden Gas unterschiedliche Temperatur gebrachtes suspendierten Teilchens, dann wirkt ebenfalls eine photophoretische Kraft auf das Teilchen (Abb. 4). Stellt man sich im Idealfall ein sphärisches Teilchen mit unterschiedlichen Akkomodationskoeffizienten seiner beiden Hemisphären vor, dann sorgt ein größerer Akkomodationskoeffizient dafür, dass eine größere Anzahl Gasmoleküle mit der entsprechenden Oberflächentemperatur das Teilchen wieder verlassen. Je nach dem ob das Teilchen nun wärmer oder kälter als das umgebende Gas ist, wird es in die eine oder andere Richtung beschleunigt. Diese Kraft ist körpergebunden.

Wenn nicht explizit anders geschrieben, wird die ΔT -Photophorese mit F_{ph} als photophoretische Kraft bezeichnet wohingegen die $\Delta\alpha$ -Photophorese explizit mit $F_{ph\Delta\alpha}$ angegeben wird.

Nachdem Brüche und Littwin (1929) und Brüche und Littwin (1931) eine empirische Gleichung der photophoretischen Kraft über alle Druckbereiche publizierten, führte Rohatschek (1995) diese Gleichung explizit auf Gas- und Teilchenparameter zurück. Die photophoretische Kraft für ein sphärisches Teilchen ist (Rohatschek, 1995)

$$F_{ph} = \frac{(2 + \delta)F_{max}}{\frac{p}{p_{max}} + \delta + \frac{p_{max}}{p}}. \quad (8)$$

Die Koeffizienten für ein sphärisches Teilchen sind

²Der Akkomodationskoeffizient α kann einmal die unterschiedliche Fähigkeit zur Temperaturübernahme der Gasmoleküle beschreiben oder den Umstand, dass nur ein gewisser Teil der Gasmoleküle überhaupt an der Teilchenoberfläche haftet oder eine Kombination aus beiden (Rohatschek, 1995). Im weiteren Verlauf der Arbeit wird vereinfacht angenommen, dass α denjenigen Teil der Gasmoleküle beschreibt, der akkomodiert und die Obeflächentemperatur übernimmt.

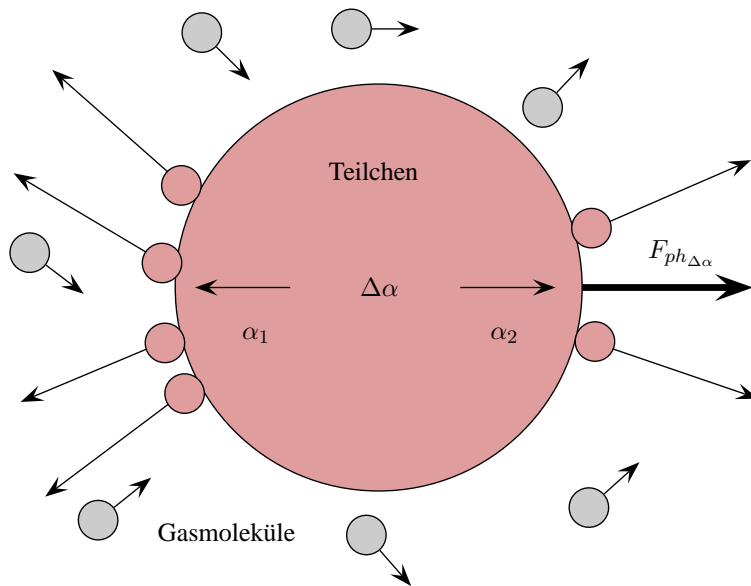


Abb. 4 – (farbig) Prinzip Photophorese, $\Delta\alpha$ -Kräfte. Ein suspendiertes Teilchen mit gleichmäßiger aber zum Gas verschiedener Temperatur, dessen Akkomodationskoeffizient α über die Oberfläche variiert, wird beschleunigt. Eine größere Anzahl Gasmoleküle übernehmen im Mittel pro Zeit auf der Seite des größeren Akkomodationskoeffizienten α_1 die lokale Oberflächentemperatur verglichen mit der Seite des kleineren Akkomodationskoeffizienten α_2 . Als Folge ist der Impulsübertrag der Gasmoleküle beim Verlassen der Oberfläche auf der α_1 Seite größer als der auf der anderen Seite: Das Teilchen wird beschleunigt.

$$F_{max} = \frac{D}{2} \sqrt{\frac{\alpha}{2}} a \Delta T \quad (9)$$

$$p_{max} = D \sqrt{\frac{2}{\alpha}} \frac{3T}{\pi a} \quad (10)$$

$$D = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\pi \kappa}{3}} \frac{\bar{c} \eta}{T} \quad (11)$$

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad (12)$$

$$\frac{1}{2} \Delta T = \frac{a J_1 I}{\kappa_p}. \quad (13)$$

In den Glg.(8-13) ist F_{max} die maximale photophoretische Kraft, die bei einem bestimmten Druck p_{max} auftritt, δ ein empirischer Faktor, $\alpha \leq 1$ der Akkommodationskoeffizient, a der Teilchenradius, ΔT die Temperaturdifferenz über dem beleuchteten Teilchen, T die Gastemperatur, $\kappa \simeq 1$ der Koeffizient für thermisches Kriechen, $\eta(T)$ die dynamische Gasviskosität, $\bar{c}(T)$ die mittlere thermische Geschwindigkeit der Gasmoleküle, $R = 8.3$ J/(mol K) die universelle Gaskonstante, M die molare Masse der Gasmoleküle, J_1 der Asymmetriefaktor (Funktion der Wärmequellichten innerhalb des beleuchteten Teilchens), I die eingestrahelte Lichtintensität und κ_p die Wärmeleitfähigkeit des Teilchens – Abb. 5 zeigt die Druckabhängigkeit der photophoretischen Kraft.

Aus Glg.(8) und Abb. 5 lassen sich für ein sphärisches Teilchen vier wesentliche Merkmale der Photophorese erkennen

- Es gibt *ein* Maximum der photophoretischen Kraft F_{max} bei *einem* bestimmten Druck p_{max} .
- Die photophoretische Kraft ist am stärksten wenn die Teilchendimension vergleichbar ist mit der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle ($\text{Kn} \simeq 1$).
- Für $p < p_{max}$ nimmt die photophoretische Kraft in erster Näherung linear ab.

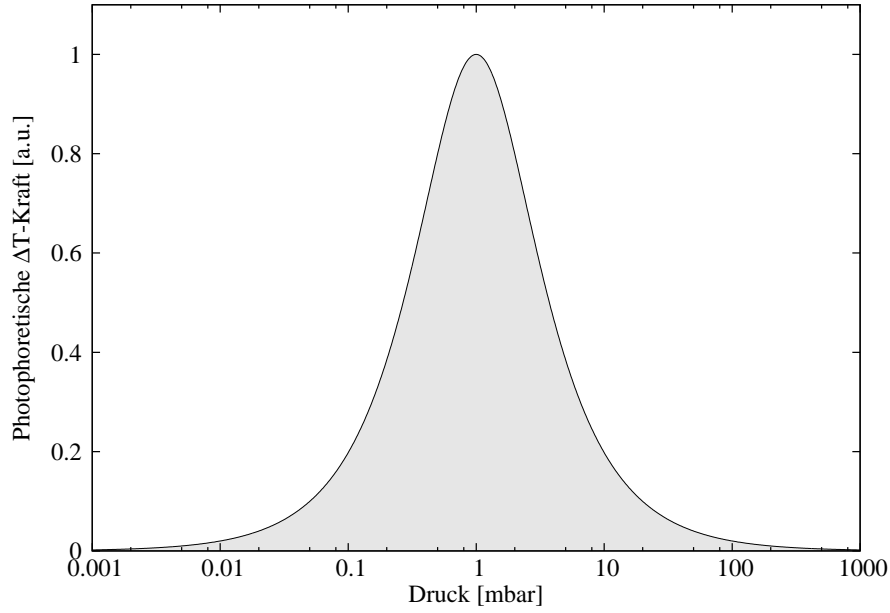


Abb. 5 – Druckabhängigkeit der ΔT -Photophorese nach Glg.(8). Aufgetragen ist die normierte Stärke der photophoretischen Kraft gegen den Druck für ein sphärisches Teilchen, dass maximal (Parameter F_{max}) bei einem Druck von 1 mbar (Parameter p_{max}) durch Photophorese beeinflusst wird ($\delta = 0$).

- Für $p > p_{max}$ nimmt die photoporetische Kraft in erster Näherung mit $1/p$ ab.

Die $\Delta\alpha$ -Photophorese zeigt eine abweichende Druckabhängigkeit, die in Abb. 6 abgebildet ist. Sie folgt der Relation (Rohatschek, 1995)

$$F_{ph\Delta\alpha} \propto \frac{1}{1 + \left(\frac{p}{p^*}\right)^2} \quad (14)$$

$$p^* = \frac{\bar{c}\eta}{2}\sqrt{3\pi\kappa}. \quad (15)$$

Die Parameter sind die Gleichen wie bei Glg.(8). Hier zeigt sich der wesentliche Unterschied zur ΔT -Photophorese: Zu geringen Drücken bleibt die $\Delta\alpha$ -Photophorese (im theoretischen Fall nach Glg.(14)) konstant.

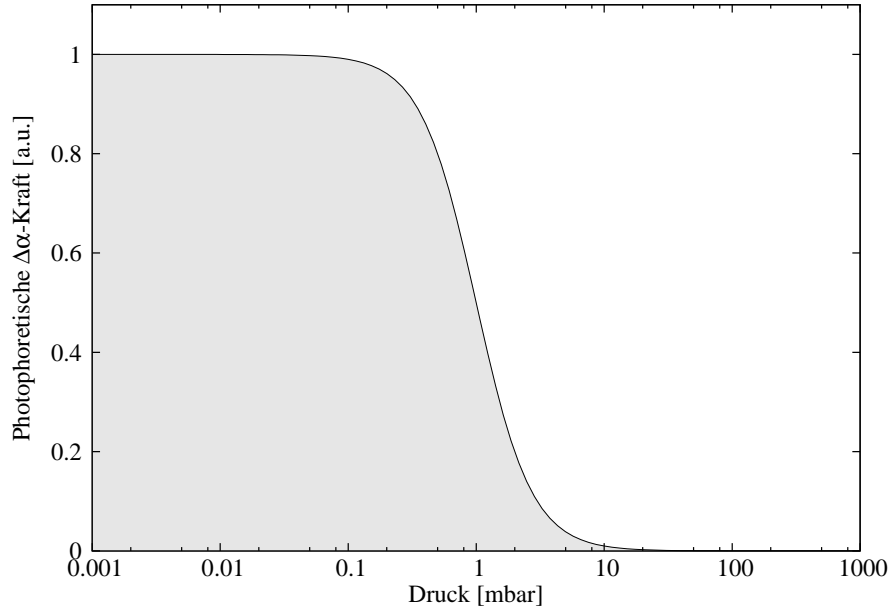


Abb. 6 – Druckabhängigkeit $\Delta\alpha$ -Photophorese. Aufgetragen ist die normierte Stärke der photphoretischen $\Delta\alpha$ -Kraft gegen den Druck (Glg.(14)). Zu großen Drücken nimmt die Stärke der Kraft rapide ab wohingegen bei geringen Drücken die Kraft einen konstanten Wert beibehält.

Die absoluten Stärken der ΔT - und $\Delta\alpha$ -Photophoresen hängen stark von dem jeweiligen suspendierten Teilchen und dem Gas ab.

Einseitig beleuchtete Teilchen bilden in der Regel immer einen Temperaturunterschied in oder entgegen der Einstrahlungsrichtung über ihre Oberfläche aus und so wird eine gerichtete ΔT -Photophorese induziert. Bei den $\Delta\alpha$ -Kräften ist dies nicht so eindeutig: Erst wenn größere Bereiche (idealerweise jeweils eine Hemisphäre) des Teilchens einen unterschiedlichen Akkomodationskoeffizienten α_1 und α_2 aufweisen wird sich daraus eine meß- und detektierbare Kraft ergeben, was aber durchaus für Teilchen auch postuliert wird (Cheremisin, Vassilyev und Horvath, 2005).

Viele Parameter der ΔT -Photophorese (Glg.(8)) sind direkt zugänglich, wie z.B. die Temperatur des Gases. Dies gilt aber in dieser einfachen Weise nicht für den ausgebildeten Temperaturunterschied über einem μm Teilchen, den thermischen Kriech- und Akkomodationskoeffizienten oder den Asymmetriefaktor. Die Berechnung und/oder Bestimmung dieser Größen sind sehr aufwendig und umfangreich – ich werde mich daher im Weiteren auf die von Rohatschek (1995) vorgeschlagenen Werte ($\alpha = 1$, $\kappa = 1.14$, $|J_1| = 0.5$) beschränken.

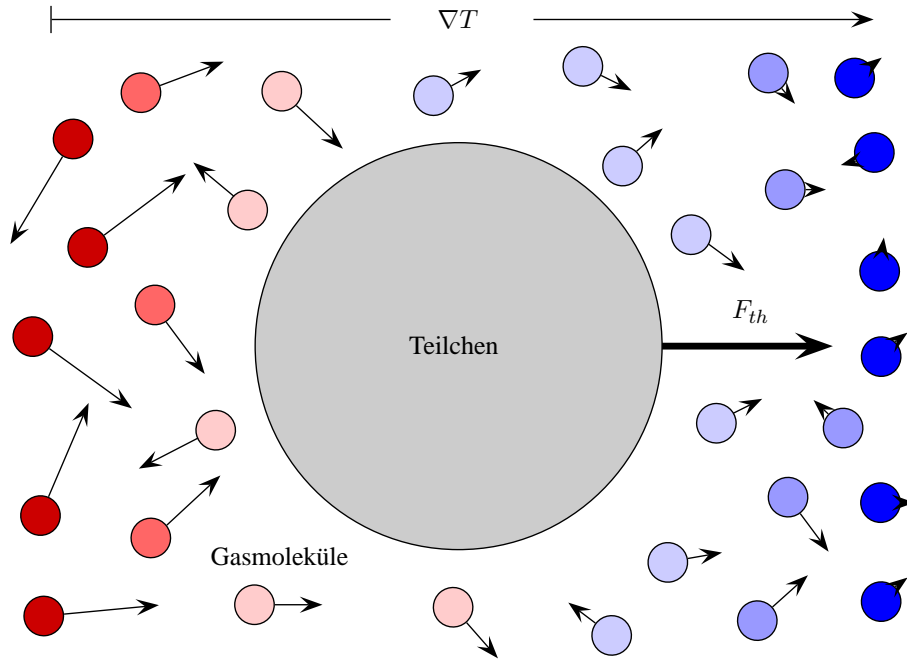


Abb. 7 – (farbig) Prinzip Thermophorese. Ein Teilchen, suspendiert in einem Gas mit einem Temperaturgradienten ∇T , erfährt eine thermophoretische Kraft, die das Teilchen in Richtung von warm nach kalt beschleunigt. Der Impulsübertrag von den wärmeren Gasmolekülen auf das Teilchen ist im Mittel grösser als der Übertrag der kälteren Gasmoleküle auf das Teilchen.

4.2 Thermophorese

Befindet sich ein suspendiertes Teilchen mit gleichmäßiger Temperatur in einem Gas mit einem Temperaturgradienten ∇T , so wird das Teilchen i.d.R. von warm nach kalt beschleunigt: Es erfährt eine thermophoretische Kraft F_{th} (Abb. 7, Zheng (2002)).

Die wärmeren Gasmoleküle übertragen bei der Wechselwirkung mit dem suspendierten Teilchen im Mittel einen größeren Impuls auf das Teilchen als die kälteren. Als Folge wird das Teilchen von warm nach kalt beschleunigt. Der Beschleunigungsmechanismus ähnelt also dem der Photophorese mit dem Unterschied, dass der Temperaturgradient im Gas und nicht über dem Teilchen selbst ausgeprägt ist. Die thermophoretische Kraft für ein sphärisches Teilchen ist (Zheng, 2002)

$$F_{th} = f_{th} \frac{a^2 \kappa_g}{\sqrt{2k_B T_0/m}} \nabla T, \quad (16)$$

mit f_{th} als Teilchen- und Gasparameterabhängige dimensionslose thermophoretische Kraft, a als Teilchenradius, κ_g als thermische Leitfähigkeit des Gases, k_B als Boltzmann-Konstante, T_0 als Gastemperatur beim Teilchen, m als Molekülmasse und ∇T als Temperaturgradient im Gas. Auch die Thermophorese hängt vom Druck ab, wobei die Druckabhängigkeit sich in der dimensionslosen thermophoretischen Kraft $f_{th} = f_{th}(Kn)$ verbirgt - allerdings werden auch sämtliche Abweichung vom Ideal des suspendierten Teilchens in diesem Parameter komprimiert. Für f_{th} können folgendenen Approximationen verwendet werden (Zheng, 2002)

$$Kn \gg 1 \quad f_{th} = \frac{16\sqrt{\pi}}{15} \quad (17)$$

$$Kn \simeq 1 \quad f_{th} = \frac{16\pi}{5} \left[A_W H_0 - A_0 \left(H_W + \frac{5\sqrt{\pi}}{4} \frac{Kn}{\kappa_{gp}} \right) \right] \left(H_W + \frac{5\sqrt{\pi}}{4} \frac{Kn}{\kappa_{gp}} \right)^{-1} \quad (18)$$

$$Kn \ll 1 \quad f_{th} = \frac{24\pi}{5} \frac{C_{tc} Kn (\kappa_{gp} + C_t Kn)}{(1 + 3C_m Kn)(1 + 2\kappa_{gp} + 2C_t Kn)}, \quad (19)$$

mit κ_{gp} als das Verhältnis der thermischen Leitfähigkeiten des Gases und des Teilchens, $A_W, A_0, H_W, H_0, C_m, C_t$ und C_{tc} sind Knudsenzahl abhängige Parameter (tabellarisiert in (Zheng, 2002)). Für gut wärmeleitende sphärische Teilchen haben Takata, Aoki und Sone (1994) die dimensionslose thermophoretische Kraft f_{th} über einen großen Kn -Bereich bestimmt - Abb. 8 zeigt eine graphische Darstellung der Werte.

4.3 Knudsen Kompressor Effekt und Thermisches Kriechen

Knudsen (1909) publizierte vor gut hundert Jahren etwas Beachtenswertes: Wenn man zwei Gasreservoirs unterschiedlicher Temperaturen mit einem Kanal verbindet, dessen Durchmesser s klein gegen die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle ist ($s \ll \lambda$), dann entsteht auf der wärmeren Seite ein Überdruck, der im Gleichgewicht gegeben ist durch

$$\frac{p_2}{p_1} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}, \quad (20)$$

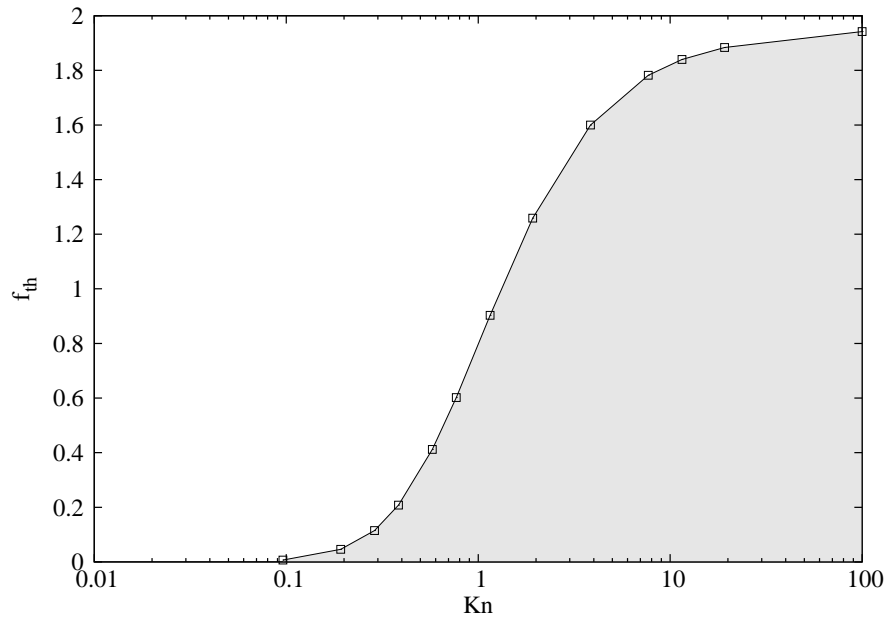


Abb. 8 – Knudsenzahlabhängigkeit der dimensionslosen thermophoretischen Kraft (Takata, Aoki und Sone, 1994).

wobei p_1 und T_1 der Druck und die Temperatur in Kammer 1 und p_2 und T_2 der Druck und die Temperatur in Kammer 2 sind (Abb. 9). Der Überdruck entsteht dadurch, dass das Gas entlang der Kanaloberfläche von kalt nach warm *kriecht*. Die Druckerhöhung wird Knudsen Kompressor Effekt genannt und basiert auf diesem thermischen Kriechen.

Für großen Knudsenzahlen kann man folgendes, vereinfachtes Bild zur Veranschaulichung des thermischen Kriechens benutzen: Reduziert man die Länge des Verbindungskanals zu einem Spalt, dann muss im Gleichgewicht gelten, dass $n_1 v_1 = n_2 v_2$ – dass also im Mittel durch die Verbindung gleich viele Teilchen von Kammer 1 nach Kammer 2 strömen als auch von Kammer 2 nach Kammer 1. Mit

$$pV = nRT \quad \text{und} \quad (21)$$

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}k_B T \quad (22)$$

findet sich, dass $n \propto p/T$ und $v \propto \sqrt{T}$ ist – womit sich dann aus der Gleichgewichts-

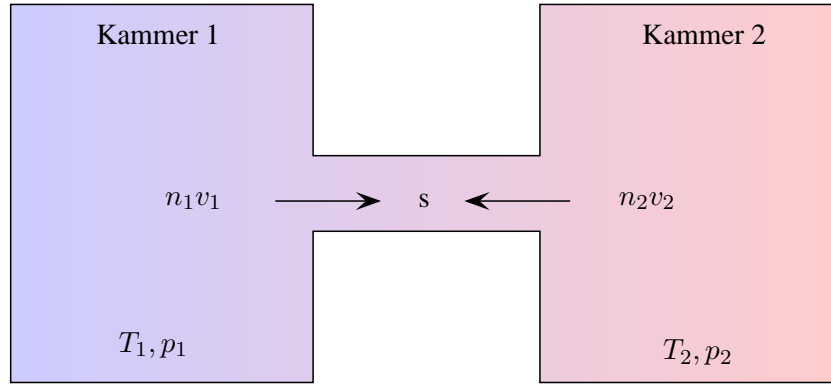


Abb. 9 – (farbig) Knudsen Kompressor Effekt. Zwei Kammern 1 und 2 mit Temperaturen T_1 und $T_2 > T_1$ sind durch eine Kapillare mit Durchmesser s verbunden. Ist $s \ll \lambda$, dann stellt sich im Gleichgewicht ein Überdruck in der wärmeren Kammer 2 ein mit $p_2/p_1 = \sqrt{T_2/T_1}$. Dabei sind n_1, n_2 Teilchenzahldichten und v_1, v_2 die mittleren thermischen Geschwindigkeiten der Gasmoleküle.

bedingung Glg. (20) ergibt. Eine detaillierte Behandlung des thermischen Kriechens ist umfangreich und wird hier nicht nachvollzogen. Eine deskriptive Erklärung des Effekts findet sich in Hettner (1924):

„Das Wesentliche ist natürlich, dass ein Oberflächenelement des festen Körpers von der Seite höherer Temperatur von schnelleren Molekülen getroffen wird als von der anderen Seite und daher eine Tangentialkraft in der Richtung abnehmender Temperatur erfährt. Die Reaktion hierauf ist eine vom festen Körper auf das Gas in Richtung wachsender Temperatur ausgeübte Tangentialkraft, die das Gas in dieser Richtung in Bewegung setzt.“ – Hettner (1924)

Knudsen selbst installierte mehrere, mit dünnen Verbindungskanälen verbundene Kammern hintereinander und erreichte ein Druckverhältnis von $p_2/p_1 = 10$ zwischen erster und letzter Kammer (Knudsen, 1909). Der Knudsen Kompressor Effekt wird u.a. auch dazu benutzt Vakuumpumpen ohne bewegliche Teile zu konstruieren (Muntz et al., 2002). Dabei konnten Muntz et al. (2002) zeigen, dass der Überdruck $\Delta p = |p_1 - p_2|$ für $Kn \simeq 1$ gegeben ist durch

$$\Delta p = p_{avg} \frac{Q_T}{Q_P} \frac{\Delta T}{T_{avg}}, \quad (23)$$

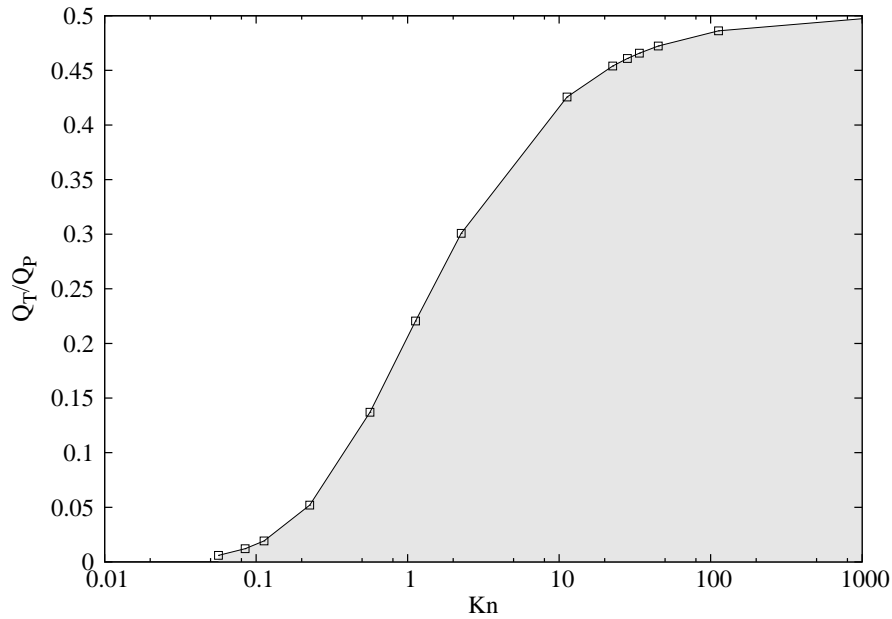


Abb. 10 – Knudsenzahlabhängigkeit des Verhältnisses der Koeffizienten Q_T/Q_P ; tabellarisiert in Muntz et al. (2002).

mit $p_{avg} = (p_1 + p_2)/2$ als der mittlere Druck, $\Delta T = |T_1 - T_2|$ als Temperaturunterschied, $T_{avg} = (T_1 + T_2)/2$ als mittlere Temperatur und Q_T/Q_P als das Verhältnis der Koeffizienten des Kriechgasflusses und des Gasrückflusses. Die beiden Koeffizienten sind druckabhängig und deren Verhältniss über die Knudsenzahl ist in Abb. 10 dargestellt.

4.4 Staub und Staubschichten

Staub ist ein weiter Begriff unter dem eine Vielzahl an kleinen Teilchen und Teilchenzusammensetzungen subsumiert wird: Von Flugasche über Aerosole hin zu Feinstaub, Pulvern und größerem Schüttgut. Granulare Medien und auch Staub werden i.A. nach der Größe seiner einzelnen Partikel (der Korngröße, Duran (2000)) grob eingeteilt in Schluff ($< 60 \mu\text{m}$) und Sand ($60 - 2000 \mu\text{m}$). Mit dem Begriff Staub wird in dieser Arbeit sowohl Sand als auch Schluff und Mischungen aus diesen bezeichnet. Die Zusammensetzungen aus den einzelnen Körnern – im Folgenden als Aggregate oder auch Agglomerate bezeichnet – sind in dieser Arbeit meist $< 1000 \mu\text{m}$ mit starken Anteilen $< 100 \mu\text{m}$ (siehe auch Abb. 19). Um weitere Sprachverwirrungen zu vermeiden, wird in dieser Arbeit alles, was aus einzelnen μm Partikeln zusammengesetzt ist (Aggregate, Schichten) als Staub oder Staubschicht bezeichnet, es sei denn es wird explizit anders

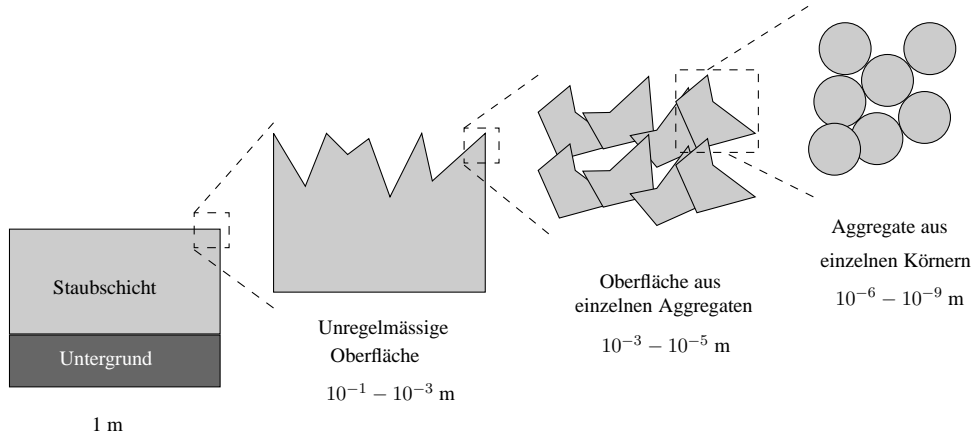


Abb. 11 – Ein Staubschicht setzt sich aus vielen Aggregaten einzelner Staubkörner zusammen. Die Aggregate sind untereinander durch Haftkräfte gebunden, die durch die Kontakte mit den Nachbaraggregaten bestimmt werden. I.A. sind Aggregate untereinander weniger stark gebunden als die Körner im Aggregat selbst.

benannt.

Als Staubschicht ist i.A. jede Bedeckung einer Oberfläche durch Staubteilchen zu bezeichnen, dessen Flächenausdehnung in der Regel groß gegenüber den einzelnen Staubkörnern und Aggregaten ist (Abb. 11).

Staub und Staubschichten, die in den Experimenten untersucht wurden, sind weitgehend lose platzierte (geschüttet), lokal nicht weiter komprimierte Staubschichten. Charakteristisch für Staubschichten ist die Rohdichte (*bulk density*) ρ_b

$$\rho_b = \frac{m_{sch}}{V_{sch}}, \quad (24)$$

wobei m_{sch} die Masse und V_{sch} das Volumen der Schicht inklusive Poren und Hohlräume ist. Die Rohdichte ρ_b kann sich erheblich von der eigentlich Dichte ρ (Reindichte, *particle density*) des Stoffes – also die Dichte der massiven Körner – unterscheiden. Das Verhältnis,

$$\Pi = 1 - \frac{\rho_b}{\rho}, \quad (25)$$

wird als Porösität bezeichnet. Der Volumenfüllfaktor $f = |1 - \Pi|$ (Raumfüllungsgrad, im weiteren auch Füllfaktor) ist die Abweichung der mittleren Dichte von der tatsächlichen Dichte der harten Staubkörner. Typische Werte für den Raumfüllungsgrad für lose platzierte Kügelchen sind $f \simeq 15\%$, wobei durch Kompression (uniaxial) auch Werte von $f \sim 30\%$ erreicht werden können (Blum et al., 2006). Die Rohdichte ρ_b bezieht die Hohlräume und die Poren der Staubkörner mit ein.

Das eigentliche Mineral (der Festkörper definierter Zusammensetzung), aus denen die einzelnen Staubkörner zusammengesetzt sind, wird durch feste Atom- oder auch Ionenverbindungen zusammengehalten, wie z.B. Basalt (50% SiO_2 , 20% Al_2O_3 , 10% FeO plus Rest, Kremer-Pigmente (2003)). Makroskopische Staubteilchen setzen sich i.A. aus verschiedenen Mineralen zusammen und werden durch Van-der-Waals Kräfte gebunden, welche die schwächsten der Molekülkräfte sind (Meschede, 2002). Staub ist also eine Ansammlung lose gebundener μm großer Festkörper.

Für das Herauslösen einzelner Staubteilchen aus einem Verbund sind die Van-der-Waals Kräfte ausschlaggebend. Näherungsweise kann die Separationskraft zwischen zwei harten μm großen, sphärischen Teilchen bestimmt werden durch die in Heim et al. (1999) beschriebenen zwei Theorien

$$F_{JKR} = 3\pi R\gamma \tag{26}$$

$$F_{DMT} = 4\pi R\gamma. \tag{27}$$

Dabei ist $R = r_1 r_2 / (r_1 + r_2)$ der reduzierte Radius mit den Radien r_1 und r_2 der Kugeln und γ die effektive Oberflächenenergie. Das Modell von Johnson, Kendal und Roberts (JKR) unterscheidet sich von Derjaguins, Mullers und Toporovs (DMT) dadurch, dass die Letzteren nicht nur Kräfte direkt an der Kontaktstelle berücksichtigen sondern ebenfalls nicht-kontakt Kräfte mit einbeziehen. Für μm große, sphärische SiO_2 Partikel wurden Separationskräfte F_{sep} von einigen 100 nN gemessen (Heim et al., 1999). Damit ergibt sich für ein $r = 1 \mu\text{m}$ Teilchen mit einer Dichte von $\rho = 3000 \text{ kg/m}^3$ ein Verhältnis von

Separationskraft F_{sep} zur Gravitationskraft $F_G = (4/3)\pi r^3 \rho g$

$$\frac{F_{sep}}{F_G} \simeq 10^5 - 10^6. \quad (28)$$

Selbst bei einer wesentlichen Abweichungen der Separationskräfte von den gemessenen Werten oder eine deutlichen Unterschätzung der Gravitationskraft sind die Separationskräfte dominant. Dies gilt allerdings für einzelne, sphärische Teilchen mit einem Kontakt. Es bedeutet aber nicht, dass die Wirkung der Gravitation beim Herauslösen eines Teilchens oder auch eines Aggregates aus dem Verbund generell vernachlässigt werden kann. Im Gegenteil: Wie sich noch zeigen wird hat die Gravitation einen erheblichen Einfluss auf die in Kapitel 5.1 diskutierten Partikeleruptionen.

4.5 Temperaturverteilung in beleuchteten Staubschichten

Temperaturgradienten und -unterschiede in Staubschichten und über Staubteilchen sind für die in dieser Arbeit diskutierten Partikeleruptionen und Partikellevitationen in den folgenden Kapiteln von zentraler Bedeutung. Die Ausbildung der Temperaturgradienten in den Experimenten wird meist durch Absorption i.A. optischer Strahlung und dessen Umsetzung in Wärme im Staubbett induziert.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten wir in Kocifaj et al. (2010) und Kocifaj et al. (2011) zeigen, dass die Absorption von optischer Strahlung i.d.R. zu einem Festkörper-Treibhauseffekt (*solid state greenhouse effect*) führt: Das Temperaturmaximum eine beleuchteten Staubbettes ist hier nicht direkt an der Oberfläche sondern leicht unterhalb der Oberfläche im Staubbett (siehe auch Abb. 12 – 15).

Beleuchtet eine Lichtquelle ein Staubbett so wird an jedem infinitesimalen Staubschichtvolumen das Licht teilweise reflektiert, transmittiert und absorbiert (Kocifaj et al., 2010; Kocifaj et al., 2011). Nach einer endlichen Anzahl Staubschichten ist jede Lichtleistung absorbiert und die Lichtleistung ist im Staubbett als Wärme deponiert – abzüglich des Teils, der direkt an der Oberfläche zurück in die Umgebung reflektiert oder aus Oberflächenschichten heraustransmittiert wird. Die Albedo, der Quotient aus reflektierter und einfallender Strahlung – also das Rückstrahlvermögen eines nicht selbst leuchtenden Körpers – ist ein Maß des direkten Reflexionsvermögens.

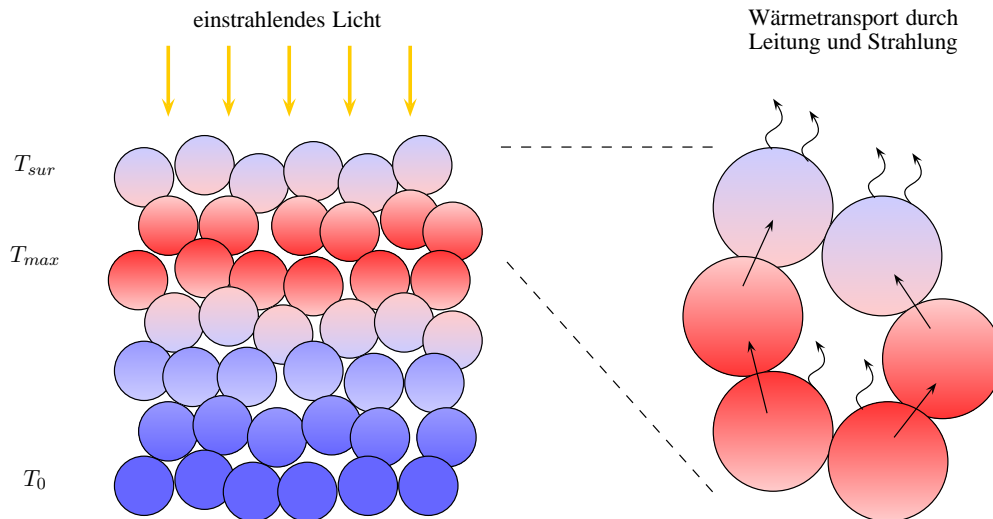


Abb. 12 – (farbig) Optische Strahlung dringt in eine Staubschicht ein und heizt sie durch Absorption auf (linkes Bild). Die Wärme wird im Staub durch Leitung und Strahlung transportiert (rechtes Bild; Wärmeleitung: gerade Pfeile; Wärmestrahlung: wellige Pfeile). Jede abgegebene Wärmestrahlung im inneren der Staubschicht wird direkt vom Nachbarvolumen wieder absorbiert. Nur die Oberfläche kann thermisch in die Umgebung abstrahlen und ist kühler als die Schichten unter ihr: Es bildet sich ein Temperaturmaximum unterhalb der Oberfläche aus (*solid state greenhouse effect*).

In den Staubschichten wird das absorbierte Licht in Wärme umgesetzt. Die von jedem Staubvolumen dann wieder abgegebene Wärmestrahlung wird allerdings direkt von den Nachbarvolumina absorbiert – Staubschichten sind i.A. opak im Infraroten (Kocifaj et al., 2010; Kocifaj et al., 2011). Nur die obersten Schichten können thermisch in die Umgebung strahlen und kühlen. Die obersten Schichten (kurz: Oberfläche) haben daher eine geringere Temperatur als die direkt unter ihr liegenden Staubschichten. Die Temperaturverteilung in der Staubschicht stellt sich durch die zugeführte Energie (einfallendes Licht) und die abgegebene Energie ein.

Von der Schicht maximaler Temperatur unter der Oberfläche, die vereinfacht als einzige Wärmequelle im Staubbett betrachtet werden kann, wird die Wärme durch Wärmetransport zur Oberfläche und in tiefere Schichten gebracht. Wärmetransport findet durch drei Prozesse statt (siehe Abb. 12)

- Wärmetransport durch *Wärmeleitung* über die direkten Kontakte der Staubteilchen.

- Wärmetransport durch *Wärmestrahlung* durch die Poren zwischen den Staubteilchen.
- Wärmetransport durch das Gas in der Staubschicht.

Wärmeleitung ist eine durch einen Temperaturunterschied induzierte Wärmestromdichte \dot{q} (Meschede, 2002; Kocifaj et al., 2010; Kocifaj et al., 2011)

$$\dot{q} = -\kappa \nabla T. \quad (29)$$

Dabei ist $\kappa = \kappa(T)$ die Wärmeleitfähigkeit, die sich für verschiedene Stoffe erheblich (mehrere Größenordnungen) unterscheiden kann, und ∇T der Gradient der Temperatur. Wärmeleitung ist ein makroskopischer Effekt und ist immer von Warm nach Kalt gerichtet. Die zeitliche Änderung der Temperatur an einer Stelle ergibt sich aus der zu- und abgeführten Wärme (Meschede, 2002)

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\kappa}{\rho c} \nabla^2 T + \frac{1}{\rho c} \eta_T, \quad (30)$$

dabei ist ρ die Dichte und c die Wärmekapazität des Stoffes sowie η_T die Wärmequellendichte. Nach Glg.(30) wird ein Temperaturunterschied bei geringer Wärmeleitfähigkeit langsamer ausgeglichen als bei einer hohen Leitfähigkeit. Im Umkehrschluss bedeutet das aber auch, dass sich bei einer geringen Wärmeleitfähigkeit auch größere Temperaturunterschiede bei lokaler Heizung (z.B. durch Bestrahlung) einstellen können.

In Festkörpern ist Wärmeleitung wegen der besseren molekularen Kopplung deutlich effektiver als z.B. in Gasen. In Gasen wird die Wärme durch Stöße der einzelnen Gasmoleküle, im Festkörper durch Gitterschwingungen (Phononen) übertragen (Meschede, 2002). Vor allem bei (sehr) porösen Medien ist meist auch eine Druckabhängigkeit der thermischen Leitfähigkeit $\kappa(T) = \kappa(T, p)$ zu beobachten (Presley und Christensen, 1997). Die (mitunter sehr) wenigen Kontaktstellen (vgl. Abb. 11 oder auch Abb. 12) der einzelnen Staubteilchen mindern die thermische Leitfähigkeit erheblich. Jeglicher Wärmetransport findet hier über die wenigen Kontaktstellen zwischen den einzelnen

Teilchen statt. Bei Drücken von einigen mbar sind Wärmeleitfähigkeiten von

$$\kappa = 10^{-1} - 10^{-2} \text{ W/(m K)} \quad (31)$$

für Staub realistisch – ohne Gas sogar bis $\kappa \simeq 10^{-3} \text{ W/(m K)}$ (Krause et al., 2011). Reines Kupfer dagegen hat z.B. eine Wärmeleitfähigkeit von $\kappa \simeq 400 \text{ W/(m K)}$. Das den Staub umgebende Restgas bestimmt bei mbar die untere Grenze der thermischen Leitfähigkeit die typischerweise bei 10^{-2} W/(m K) liegt.

Grundsätzlich gibt es im Staubbett auch immer Wärmetransport durch Strahlung innerhalb der Poren und Hohlräume zwischen den einzelnen Staubteilchen. Die abgegebene thermische Strahlung der warmen Seiten eines Hohlraumes wird von den kälteren absorbiert (siehe auch Abb. 12). Nimmt man in erster Näherung sphärische Poren an, dann wird die Leitung durch Wärmestrahlung bestimmt durch (Kocifaj et al. (2011) und Referenzen)

$$\kappa_r = 4\sigma\epsilon n^2 T^3 R, \quad (32)$$

wobei σ die Stefan-Boltzmann Konstante, ϵ die Emissivität der Porenwände, n der Brechungsindex des Hohlraums und R die Porengröße ist.

Für eine Staubprobe mit z.B. $100 \mu\text{m}$ Poren, $n = 1$, $\epsilon = 1$ und $T < 760 \text{ K}$ ergibt sich nach Glg.(32) eine Wärmeleitfähigkeit für die Wärmestrahlung durch die Poren von $\kappa_r < 10^{-2} \text{ W/(m K)}$, die somit geringer ist als die Leitfähigkeit des eigentlichen Staubbettes bei mbar. Wie in Kocifaj et al. (2011) gezeigt wurde, hat dieser Effekt des Wärmetransports erst bei sehr geringen Wärmeleitfähigkeiten von ähnlicher Größenordnung ($\kappa < 10^{-2} \text{ W/(m K)}$, Staub ohne Gas) einen tatsächlichen Einfluss.

In Kocifaj et al. (2010) und Kocifaj et al. (2011) wurde die Temperaturverteilung in einem mit optischer Strahlung beleuchteten Staubbett simuliert. Das Szenario der Simulationen ist Folgendes: Eine Lichtquelle der Wellenlänge $\lambda = 680 \text{ nm}$ und einer Intensität von $I = 10 \text{ kW/m}^2$ bestrahlt ein Staubbett. Das Staubbett besteht in der Simulation aus homogen gepackten Kugeln (im hier besprochenen Fall mit Radius $r = 5 \mu\text{m}$) mit

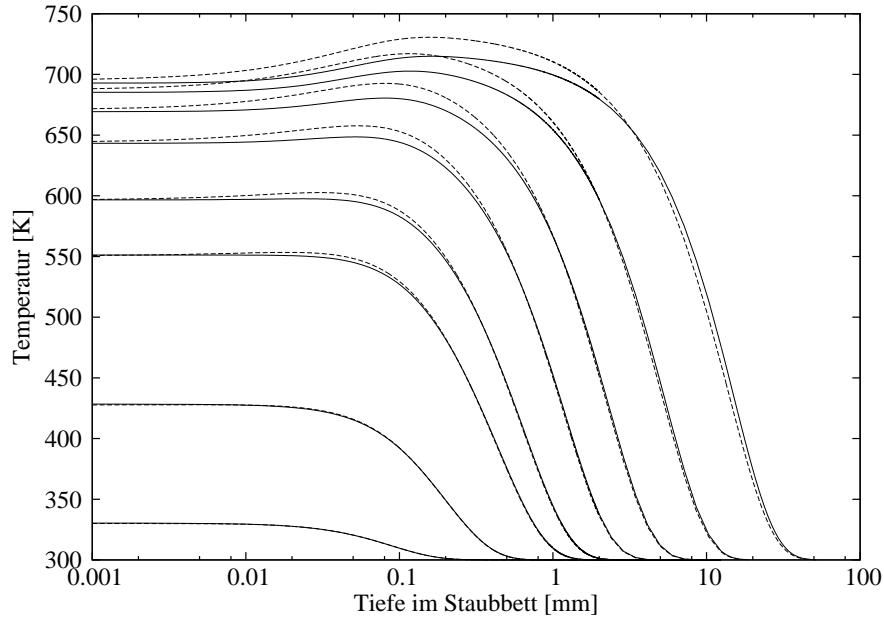


Abb. 13 – Temperaturverlauf im beleuchteten Staubbett mit thermischer Leitfähigkeit $\kappa = 10^{-2} \text{ W/(m K)}$. Die homogen gepackten Teilchen haben einen Radius von $5 \mu\text{m}$, das gesamte Staubbett einen Füllfaktor von $f = 0.2$, die Intensität der Beleuchtung ist $I = 10 \text{ kW/m}^2$ mit $\lambda = 680 \text{ nm}$. Die verschiedenen Kurven repräsentieren den Temperaturverlauf zu den Zeiten (von unten nach oben) 0.1, 1, 5, 10, 30, 100, 500 und 3600 Sekunden nach dem einschalten der Lichtquelle (durchgezogene Linie: Mit Wärmestrahlung durch die Poren, gestrichelte Linie: ohne Wärmestrahlung).

einer Dichte von $\rho = 2200 \text{ kg/m}^3$ und einem Füllfaktor von $f = 0.2$. Die anfängliche Temperatur des Staubbettes und der Umgebung ist $T_0 = 300 \text{ K}$. Auf dieser Temperatur wird die Unterseite des Staubbettes in der Simulation auch bei aktiver Beleuchtung konstant gehalten.

Die Wärmeleitfähigkeit der Staubprobe hat einen großen Effekt auf den Temperaturverlauf innerhalb der Staubprobe. Die Abb. 13-14 zeigen die Ergebnisse des Temperaturverlaufs im Staubbett (mit und ohne Wärmestrahlung durch die Poren) für die Wärmeleitfähigkeiten $\kappa = 10^{-3} \text{ W/(m K)}$ und $\kappa = 10^{-2} \text{ W/(m K)}$, aufgetragen über die Zeit nach dem Aktivieren der Lichtquelle.

In diesem Modellstaub zeigt sich das generelle Temperaturverhalten innerhalb eines beleuchteten Staubbettes. Durch die eingestrahlte und absorbierte Lichtleistung steigt zunächst die Oberflächentemperatur an. Durch Wärmeleitung ins Innere des Staubbettes erwärmen sich nach und nach auch die tieferen Schichten. Wird weiterhin beleuchtet

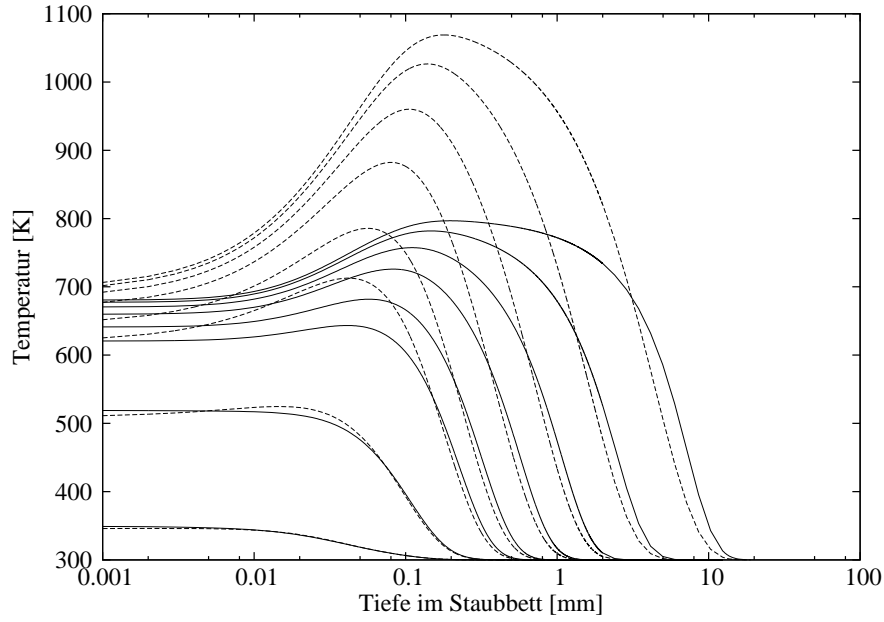


Abb. 14 – Wie Abb. 13 nur mit $\kappa = 10^{-3} \text{ W/(m K)}$. Hier ist deutlich die Effizienz der Strahlungskühlung durch die Poren zu sehen.

wirkt ab einem gewissen Zeitpunkt die thermische Abstrahlung der Oberfläche einer weiteren Erwärmung der Oberfläche entgegen und die Oberflächentemperatur nähert sich einem Grenzwert. Die Schichten darunter allerdings heizen sich wegen des schlechten Wärmetransports (niedrige Wärmeleitfähigkeit) weiter auf bis auch sie ein Maximum – welches gleichzeitig das globale Temperaturmaximum des beleuchteten Staubbettes ist – erreichen. Es bildet sich ein Temperaturmaximum unterhalb der Oberfläche aus: ein *solid state greenhouse effect*. Zwei Temperaturgradienten sind jetzt im Staub: Einer zeigt vom Temperaturmaximum ins kühlere Innere des Staubbettes, der andere vom Temperaturmaximum hin zur ebenfalls kühleren Oberfläche (inverser Temperaturgradient). Dieser zweite, inverse Temperaturgradient ist ausschlaggebend für die Kapitel 5 diskutierten Experimente zu den Partikeleruptionen.

Die Strahlungsleitung durch die Poren hat auf das Temperaturmaximum unterhalb der Oberfläche bei geringer thermischer Leitfähigkeit ($\kappa < 10^{-2} \text{ W/(m K)}$) der Staubprobe einen erheblichen Einfluss: Das Temperaturmaximum der Modellprobe ohne Strahlungsleitung fällt durch den verminderten Wärmetransport, der jetzt ausschliesslich über die Kontaktstellen der einzelnen Teilchen stattfindet, deutlich prominenter aus (Abb 14). Die Oberflächentemperatur ist im Vergleich zum Temperaturmaximum nahezu identisch mit der Temperatur einer Staubprobe mit Strahlungsleitung. Die aus Abb. 13 und Abb. 14

Tab. 1 – Temperaturgradient im Staubbett vom Temperaturmaximum zur kühleren Oberfläche bei eingeschalteter Beleuchtung.

κ W/(m K)	$\partial T/\partial h$ mit Strahlungsleitung K/m	$\partial T/\partial h$ ohne Strahlungsleitung K/m
10^{-2}	1.75×10^5	2.10×10^5
10^{-3}	6.37×10^5	1.91×10^6

resultierenden Temperaturgradienten für die verschiedenen Wärmeleitzahlen mit und ohne Strahlungsleitung sind in Tab. 1 zusammengefasst.

Auch hier zeigt sich, dass bei $\kappa = 10^{-2}$ W/(m K) die Absolutwerte der Gradienten sehr ähnlich sind (Faktor 1.2, Tab. 1) während bei $\kappa = 10^{-3}$ W/(m K) sich die Temperaturgradienten um mehr als einen Faktor 3 unterscheiden.

Wie in Kapitel 5 beschrieben wird, kann man beim Ausschalten der Lichtquelle ebenfalls Partikelauwürfe beobachten. Wir waren daher auch speziell an dem Temperaturverlauf zu verschiedenen Zeiten nach dem Ausschalten der Lichtquelle interessiert. Abb. 15 zeigt, wie sich die Temperatur im Inneren des Staubbettes entwickelt, wenn die Lichtquelle ausgeschaltet wird.

Die Kurvenverläufe sind denen in Abb. 13 und Abb. 14 ähnlich. Die oberste Kurve ist der Temperaturverlauf 0.05 Sekunden und die unterste 93 min. nach dem Ausschalten der Lichtquelle. Drei wesentliche Aspekte treten hier auf: Erstens bewegt sich das Temperaturmaximum mit der Zeit immer tiefer in das Staubbett hinein und zweitens nimmt der absolute Wert des Temperaturgradienten vom Maximum zur Oberfläche ab bei drittens gleichzeitiger Zunahme des absoluten Temperaturunterschieds (Abb. 16). Bei aktiver Beleuchtung ist der Temperaturunterschied vom Maximum zu Oberfläche $\Delta T \simeq 20$ K. Dieser Unterschied erhöht sich auf $\Delta T \simeq 100$ K ca. 1s nach dem Ausschalten der Lichtquelle (Abb. 16).

Die Ergebnisse der theoretischen Untersuchung des Temperaturverlaufes in beleuchteten Staubschichten – vor allem die Ausbildung eines Temperaturmaximums unter der Oberfläche mit und ohne Beleuchtung sowie die Zunahme des absoluten Temperaturunterschieds ohne Beleuchtung – spielen eine entscheidende Rolle bei der Interpretation der Beobachtungen, die im nächsten Kapitel beschrieben werden.

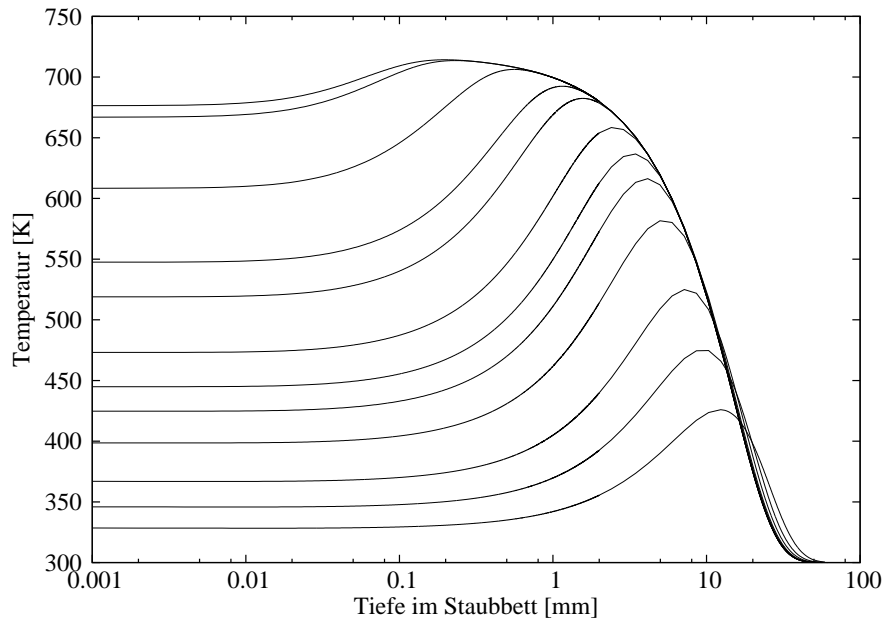


Abb. 15 – Temperaturverlauf nach dem Ausschalten der Lichtquelle, Parameter wie in Abb. 13 (mit Wärmestrahlung durch die Poren) nur dass die Zeiten nun von oben nach unten verlaufen, also die oberste Kurve die Temperaturverteilung 0.05 Sekunden und die unterste 93 min. nach dem Ausschalten darstellt. Drei Aspekte sind bemerkenswert: Erstens bewegt sich mit der Zeit nach dem Ausschalten das Maximum der Temperatur immer tiefer in das Staubbett hinein und zweitens nimmt dabei der absolute Temperaturunterschied zwischen Temperaturmaximum und Oberfläche zu wobei drittens der Temperaturgradient geringer wird.

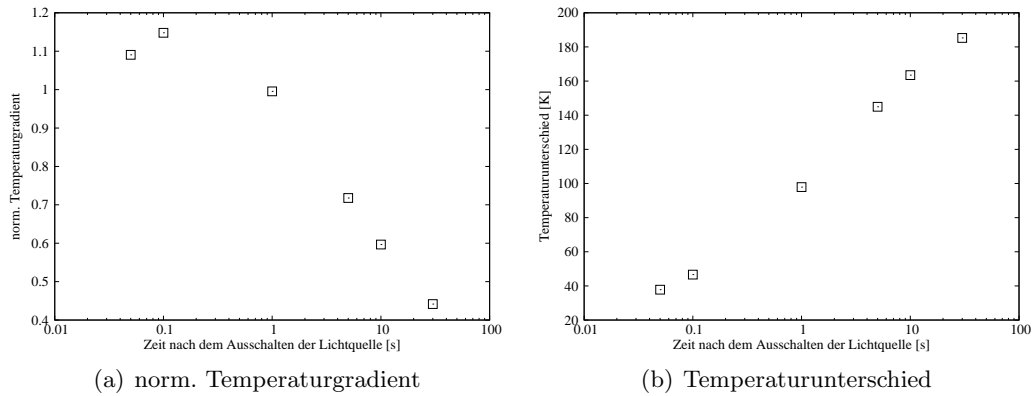


Abb. 16 – Entwicklung des Temperaturgradienten (a) und des Temperaturunterschieds (b) vom Temperaturmaximum hin zur Oberfläche des Staubbetts nach dem Ausschalten der Lichtquelle. In Abb. (a) ist der Temperaturgradient auf den maximalen Temperaturgradient bei aktiver Beleuchtung (1.75×10^5 K/m, Tab.1) normiert.

5 Experimente und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die durchgeführten Experimente und deren Ergebnisse beschrieben. Zudem werden im Kontext der Experimentbeschreibungen auch die dazugehörigen Theorien entwickelt. Im Groben lassen sich die durchgeführten Experimente in drei Kategorien unterteilen

- Herauslösen von Staubpartikeln aus Stauboberflächen während und nach Beleuchtung.
- Levitation von einzelnen Staubaggregaten durch Temperaturunterschiede.
- Experimente mit Eispartikeln.

Die Gruppen sind nicht als starr anzusehen sondern es gibt durchaus Überschneidungen im experimentellen Bereich und den Theorien. Die grundlegenden Phänomene – Wechselwirkung zwischen Restgas und Teilchen – sind bei allen Experimenten zu finden und basieren auf Temperaturunterschieden im Staub/Eis oder im Gas. Die Experimente und deren Erklärungen werden zunächst getrennt dargestellt. In den astrophysikalischen Anwendungen (Kapitel 6) werden dann die Einzelaspekte zusammengeführt.

5.1 Licht-induzierte Partikeleruptionen in Staubschichten

Beleuchtet man ein Staubbett bei geringen Gasdrücken (i.d.R. $0.1 < p \ll 100$ mbar) mit einer intensiven optischen Lichtquelle (typisch $I > 10$ kW/m²) kann man beobachten, dass einzelne Staubteilchen aus der Stauboberfläche (eruptiv) herausgeschleudert werden (Wurm und Krauss, 2006; Kelling et al., 2011). Der prinzipielle Aufbau zu den Experimenten ist in Abb. 17 gezeigt.

Eine Staubprobe ist in einer Vakuumkammer platziert. Eine intensive optische Lichtquelle (z.B. fokussierte Halogenlampe oder optischer Laser) beleuchtet einen Teil (Spot) der Stauboberfläche. Wird die Vakuumkammer bis auf einige mbar evakuiert, können Partikeleruptionen beobachtet werden. Die herausgeschleuderten Partikel reflektieren einen Teil des eingestrahlt Lichts und sind daher als solche gut gegen den dunklen Hintergrund zu erkennen (vgl. Abb. 18(b)). Variiert man einige experimentelle Parameter, kann man beobachten, dass die Partikeleruptionen gewissen Gesetzmäßigkeiten folgen

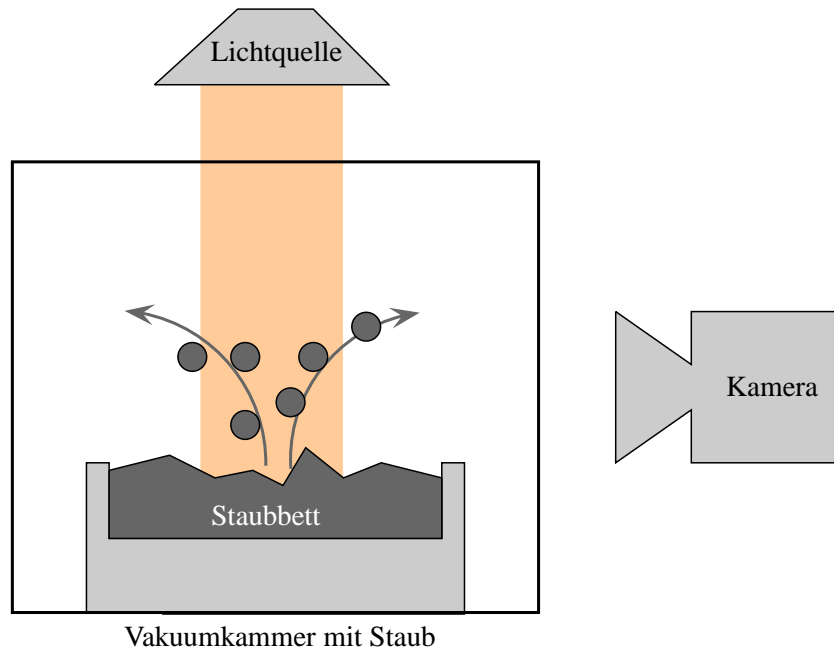


Abb. 17 – (farbig) Prinzipieller experimenteller Aufbau. Eine Staubprobe befindet sich bei i.d.R. $0.1 < p \ll 100$ mbar Drücken in einer Vakuumkammer. Eine Lichtquelle (z.B. fokussierte Halogenlampe oder optischer Laser) beleuchtet einen Spot der Statoberfläche. Die herausgeschleuderten Partikel werden mit einer Kamera beobachtet. Nicht dargestellt sind Vakuumpumpe, Drucksensoren, Computer uvm. Die herausgeschleuderten Partikel reflektieren das eingestrahlte Licht und sind daher im Videobild gut gegen den Hintergrund zu erkennen (vgl. Abb. 18(b)).

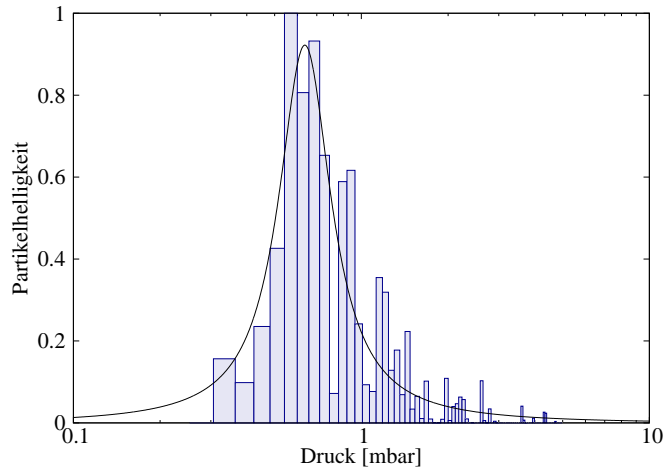
- Nur bei Staub, der die einfallend Strahlung absorbiert (dunkle Färbung, z.B. Graphit (schwarz), Basalt (grau)) werden Staubteilchen herausgeschleudert.
- Staubteilchen werden nur an der beleuchteten Stelle der Oberfläche ausgestoßen.
- Die Intensität I der Lichtquelle muss genügend sein (typisch $I > 10 \text{ kW/m}^2$).
- Es gibt einen bestimmten Druck p_{max} bei dem die Rate der ausgeworfenen Teilchen maximal wird bzw. bei dem eine minimale Intensität zum Auslösen der Eruptionen benötigt wird.
- In der Regel liegt p_{max} Bereich $0.1 < p_{max} \ll 100 \text{ mbar}$.
- Zu niedrigeren ($p < p_{max}$) und höheren ($p > p_{max}$) Drücken nimmt die Rate der ausgeworfenen Teilchen stark ab.
- Wird die Lichtquelle abgeschaltet nimmt für kurze Zeit (bis ca. 10s danach) die Partikeleruptionsrate am vormals beleuchteten Spot deutlich zu.

Abb. 18(a) zeigt exemplarisch die Druckabhängigkeit der Partikeleruptionen einer beleuchteten Basaltprobe (einzelnen Bestandteile des Basalts $< 0.1 \text{ mm}$, Kremer-Pigmente (2003)).

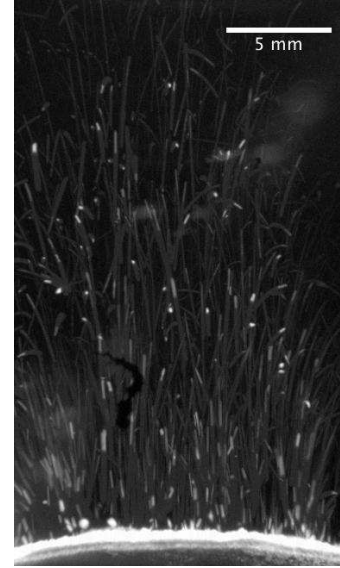
Die maximale Anzahl ausgeworfener Partikel liegt für die in Abb.18(a) gezeigte Staubprobe bei $p_{max} = 0.6 \text{ mbar}$. Zu höheren und niedrigeren Drücken nimmt die Zahl der pro Zeit ausgeworfenen Teilchen stark ab. Die verwendete Aufnahmemethode ist nicht in der Lage einzelne ausgeworfene Partikel im Detail abzubilden, wie z.B. die konkrete Partikelform.

Zur Abschätzung der Menge der ausgeworfenen Partikel dient das von den Teilchen reflektierte Licht. Wie in Abb.18(b) zu erkennen ist, korreliert die Gesamthelligkeit eines Einzelbildes mit der Anzahl der ausgeworfenen Teilchen. Die gemessene Helligkeit der Einzelbilder der aufgenommenen Sequenz ist also proportional zur Menge der herausgeschleuderten Teilchen (Kelling und Wurm, 2011). Bei sehr massiven Eruptionen oder sich überlagernden Auswurfereignissen tritt eine Sättigung des messbaren Helligkeitswert auf und die Anzahl der ausgeworfenen Teilchen wird unterschätzt.

Die spezifische Druckabhängigkeit der Auswurfrate lässt sich sehr gut durch die Druck-



(a) Druckabhängigkeit der photophoretischen Auswürfe.



(b) Bilderüberlagerung der gesamten Auswurfsequenz (82s).

Abb. 18 – (farbig) Druckabhängigkeit der Basalt-Partikeleruptionen (Abb. 18(a)). Gezeigt ist die mittlere Helligkeit der einzelnen aufgenommenen Bilder der Auswürfe (Partikelhelligkeit). Die mittlere Helligkeit der Bilder ist proportional zur Menge der ausgeworfenen Teilchen und die durchgezogene Linie ist ein photophoretischer Fit nach Glg.(8). Die Lichtintensität der fokussierten Halogenlampe ist $I \simeq 13 \text{ kW/m}^2$ und der Druck wurde mit einer Rate von 0.06 mbar/s variiert. Es werden im Mittel $1 - 10 \text{ Teilchen/(s cm}^2\text{)}$ ausgeworfen. Abb.18(b) ist eine Überlagerung der aufgenommenen Einzelbilder der Druckvariation und zeigt die in der Zeit von 82 Sekunden ausgeworfenen Partikel (Kelling et al., 2011).

abhängigkeit einer photophoretischen Kraft (Glg.(8)),

$$F_{ph} = \frac{(2 + \delta)F_{max}}{\frac{p}{p_{max}} + \delta + \frac{p_{max}}{p}}, \quad (33)$$

beschreiben. Die durchgezogene Linie in Abb. 18(a) ist ein photophoretischer Fit entsprechend Glg.(8) mit $\delta = -1.9$ (Kelling und Wurm, 2011).

Ist es plausibel eine photophoretische Kraft in einem beleuchteten Staubbett als Ursache der Partikelauwürfe anzunehmen? Wie in Abb. 13 und Abb. 14 dargestellt liegt die maximale Temperatur T_{max} eines beleuchteten Staubbettes nicht direkt an der Oberfläche sondern bis zu einigen 100 μm darunter (*solid state greenhouse effect*). Ausgehend vom Temperaturmaximum T_{max} gibt es in einer beleuchteten Staubprobe somit zwei Temperaturgradienten: Einen von T_{max} in Richtung des kühleren Inneren des Staubbettes und einen von T_{max} hin zur ebenfalls kühleren Oberfläche.

Eine reale Staubprobe ist nur bedingt vergleichbar mit den Annahmen der Simulation in Kocifaj et al. (2010) und Kocifaj et al. (2011), in der das Staubbett aus sphärische Teilchen einer definierten Größe besteht und eine über das gesamte Staubbett konstante thermischen Leitfähigkeit und konstante und gleichmäßige Kontakten zwischen den Teilchen hat. Die Oberfläche einer realen Staubprobe weist Unregelmäßigkeiten auf (Höhen und Tiefen), die Staubprobe hat eine gewisse Größenverteilung³ (Abb. 19) und die thermische Leitfähigkeit kann an verschiedenen Stellen der Staubprobe unterschiedliche Werte aufweisen. Auch die Kontaktstellen zu den Nachbarn sind von Teilchen zu Teilchen unterschiedlich.

Die Simulationen in Kocifaj et al. (2010) und Kocifaj et al. (2011) stellen im Rahmen der Möglichkeiten einen guten Ansatz dar, um zu verstehen, wie sich die Temperatur in einer beleuchteten Staubprobe ausbildet – was im Übrigen in Übereinstimmung mit anderen Simulation und Experimenten ist (Wurm und Krauss, 2006; Kaufmann, Kömle und Kargl, 2007). Ausgehend davon, dass die Simulationen den Verlauf und die Größenordnung der Temperatur, der Temperaturunterschiede und -gradienten korrekt wiedergeben, lässt sich die Theorie formulieren, dass Photophorese das treibende Prinzip hinter den Parti-

³Die Größen von realen Staubteilchen werden hier und im Folgenden mit dem *Äquivalenzradius* angegeben. Dies ist der Radius eines Kreises dessen Fläche derjenigen des Staubteilchens in den 2D Aufnahmen gleicht.

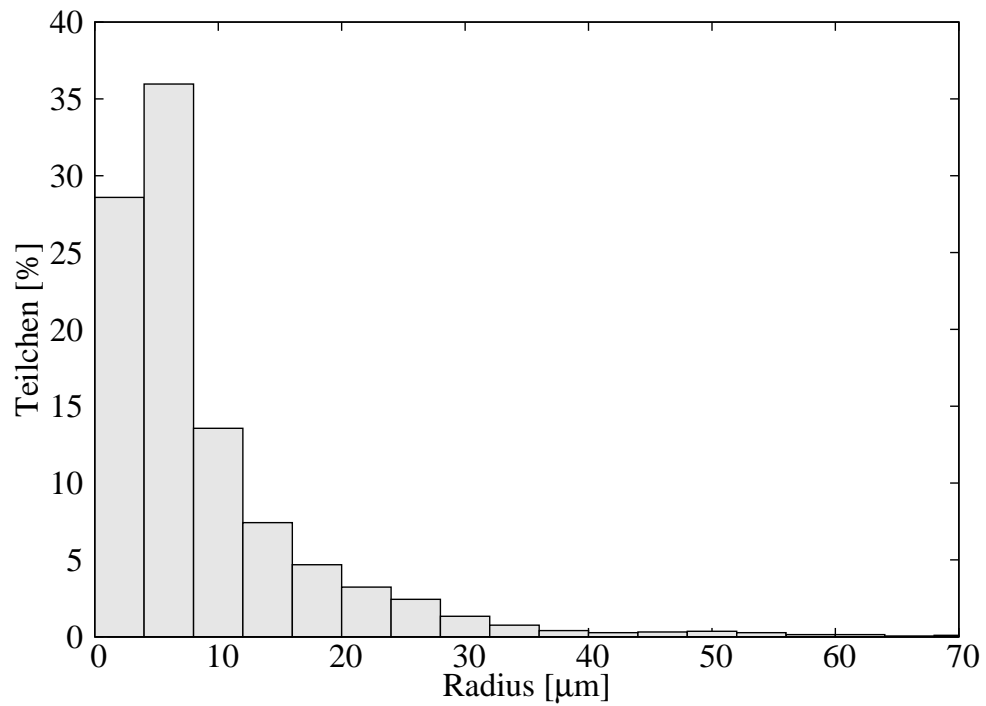


Abb. 19 – Größenverteilung der Teilchen der verwendeten Basaltprobe. Der Radius ist der Äquivalentradius und die Auflösungsgrenze liegt bei $2\ \mu\text{m}$ (Kelling und Wurm, 2011).

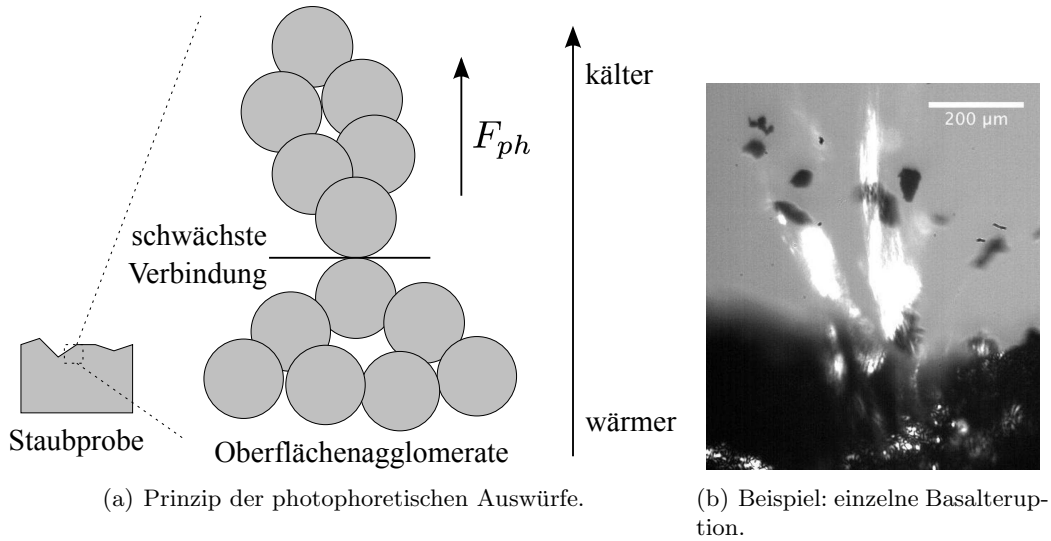


Abb. 20 – Prinzip der photophoretischen Teilchenauswürfe (Abb. 20(a)). Die Einstrahlung des Lichts bewirkt, dass sich ein Temperaturmaximum unter der Staubo-oberfläche ausbildet (siehe auch Abb. 13). Auf einzelne Oberflächenaggregate wirkt eine photophoretische Kraft die von warm nach kalt gerichtet ist – hier also von der Staubo-oberfläche weg. Ist die Photophorese stärker als die schwächste Verbindung (die auch durch mehrere Kontakte zu den Nachbaraggregaten gebildet sein kann) der einzelnen Aggregate untereinander, dann löst sich das Aggregat und wird von der Oberfläche weg beschleunigt. Abb. 20(b) zeigt beispielhaft einen einzelnen Auswurf von Partikeln eines Basaltstaubes bei $I \simeq 50 \text{ kW/m}^2$ und 1 mbar Umgebungsdruck (Kelling et al., 2011).

keleruptionen ist.

5.1.1 Theorie der photophoretischen Teilchenauswürfe

Durch den Temperaturgradienten von T_{max} zur Oberfläche haben die Staubaggregate der oberen Schichten auch einen Temperaturunterschied über sich selbst und zwar der-gestalt, dass die wärme Seite des Aggregats in Richtung tieferer Staubschichten zeigt und die kühlere Seite zur Oberfläche hin. Staubteilchen, die einen Temperaturunter-schied über sich ausbilden, erfahren bei mbar Umgebungsdrücken eine photophoretische Kraft (vgl. auch Kapitel 4). Abb. 20(a) zeigt eine schematische Darstellung der Wirkung der Photophorese in den obersten Staubschichten auf ein Aggregat und Abb. 20(b) zeigt exemplarisch einen laser-induzierten Partikelauwurf.

Durch den sich ausbildenden *solid state greenhouse effect* ist über den Oberflächenaggregaten

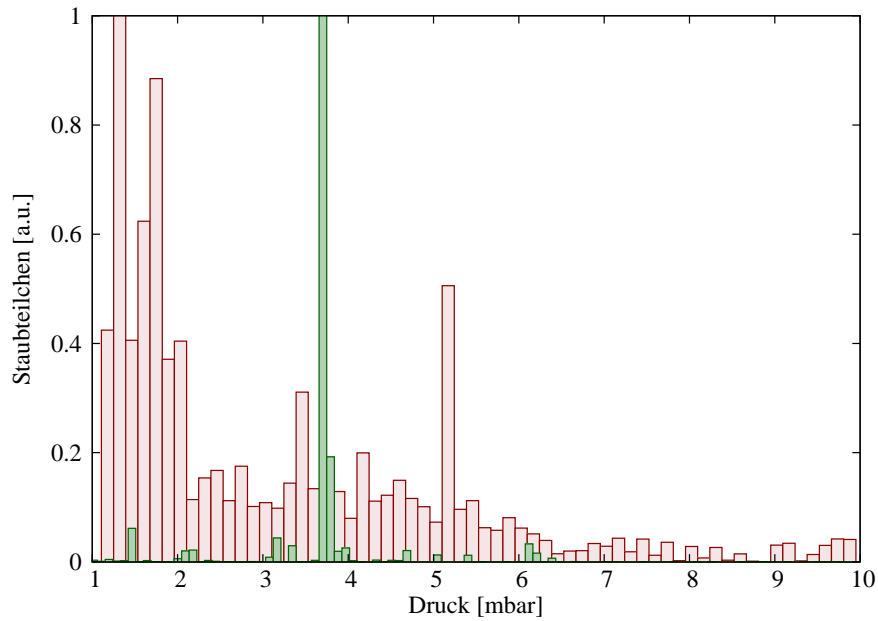


Abb. 21 – Druckabhängigkeit der Auswurfrate verschiedener Basalt-Staubgrößenverteilungen. Rot: 63 – 125 μm , grün: 25 – 63 μm (jeweils normiert auf die maximale Rate).

ein Temperaturunterschied. Dadurch wird eine ΔT -Photophorese induziert, die, so fern sie stark genug ist, die Gravitations- und Kohäsionskräfte überwindet und Partikel aus der Oberfläche herauslöst.

Der Verlauf der Druckabhängigkeit der Partikeleruptionen (Abb. 18(a)) unterstreicht die Annahme der Photophorese. Die photophoretische Kraft ist am stärksten, wenn die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle vergleichbar ist mit der Teilchengröße (Glg.(8)). Es ist daher zu erwarten, dass die maximale Auswurfrate von Staub verschiedener Größen bei unterschiedlichen Drücken maximal wird. Tatsächlich ist eine Verschiebung der maximalen Auswurfrate bei unterschiedlicher Größe zu beobachten (Abb. 21).

Auch bei gesiebttem Staub bleibt nicht eine definierte Staubgröße übrig, sondern eine Verteilung. Eine Tendenz dazu, dass größere Staubteilchen bei geringeren Drücken und kleinere Staubteilchen bei höheren Drücken das Maximum der Auswurfrate aufweisen, ist zu erkennen und in Übereinstimmung mit der Theorie.

Die Größenverteilung der ausgeworfenen Teilchen der ungesiebten Basaltprobe zeigt Abb. 22.

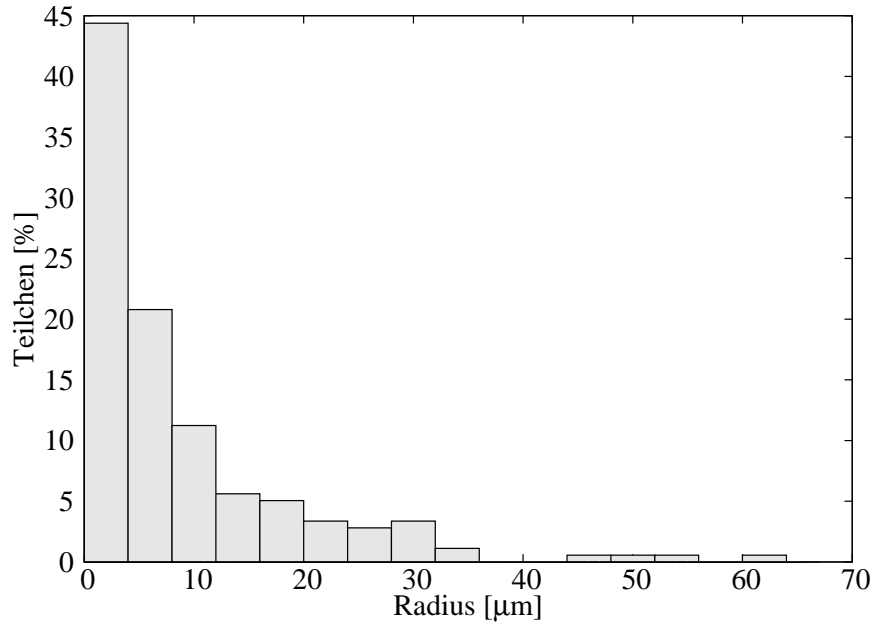


Abb. 22 – Größenverteilung der photophoretisch ausgeworfenen Partikel. Der Radius ist der Äquivalentradius und die Auflösungsgrenze liegt bei $2 \mu\text{m}$ (Kelling und Wurm, 2011).

Deutlich ist zu erkennen, dass durch die photophoretischen Partikelauswürfe μm Teilchen ausgeworfen werden.

Schätzt man die Stärke der Photophorese, die durch Bestrahlung auf ein ungebundenes Testteilchen in einer Staubschicht gegen die Gravitation wirkt, nach Glg.(8) ab, dann ergibt sich für ein solides, sphärisches Teilchen mit Radius $a = 10 \mu\text{m}$ und den in Tab. 2 angegebenen Parametern das in Abb. 23 dargestellte Verhältniss der Photophorese F_{ph} zur Gravitation F_G .

Die Gravitation bestimmt sich nach

$$F_G = \frac{4}{3}\pi a^3 f \rho g. \quad (34)$$

Aus Abb. 23 lässt sich erkennen, dass die induzierte photophoretische Kraft selbst über größere Druckbereiche die Gravitation übersteigt ($F_{ph}/F_G \geq 1$). Die absolute Größenordnung der Photophorese für das Einzelteilchen (Parameter in Tab. 2) liegt maxi-

Tab. 2 – Parameter zur Abschätzung von F_{ph}/F_G . Temperaturdaten aus den Simulationen (Abb. 13, Tab. 1).

Radius	a	$=$	$10 \mu\text{m}$
Füllfaktor	f	$=$	1
Dichte	ρ	$=$	2900 kg/m^3
Wärmeleitfähigkeit	κ_p	$=$	0.01 W/(m K)
Einstrahlintensität	I	$=$	10 kW/m^2
Temperatur	T	$=$	700 K
Temperaturgradient	dT/dx	$=$	$1.75 \times 10^5 \text{ K/m}$
mol. Masse Luft	M	$=$	28.97 g/mol
Viskosität	η	$=$	$\eta_0 \sqrt{T/T_0}$
	η_0	$=$	$1.8 \times 10^{-5} \text{ Pa s}$
	T_0	$=$	293 K
Kriechkoeffizient	κ	$=$	1.14
Akommodationskoeff.	α	$=$	1
Asymmetriefaktor	$ J_1 $	$=$	0.5
emp. Faktor	δ	$=$	0
Druck	p	$=$	$10^2 - 10^5 \text{ Pa}$

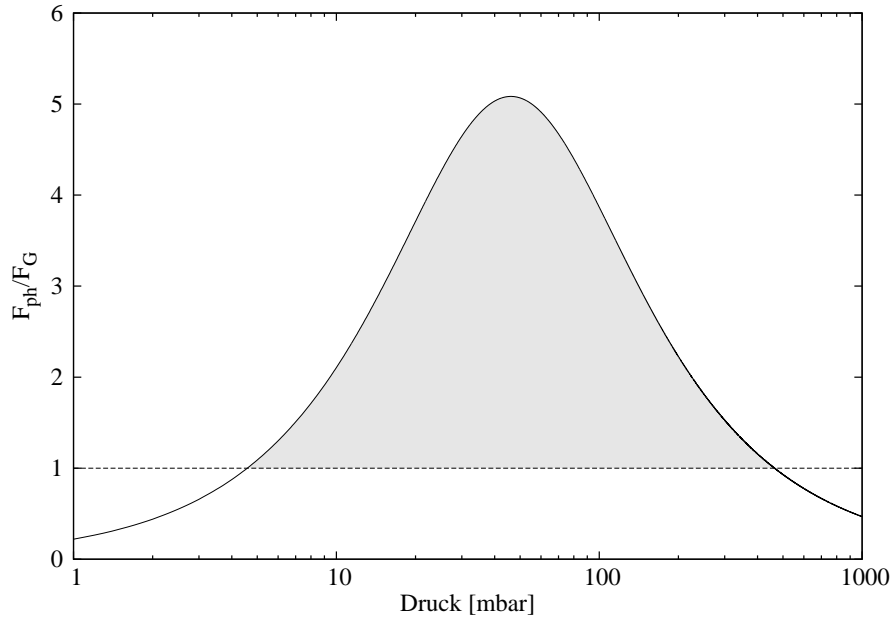


Abb. 23 – Verhältnis der photophoretischen Kraft F_{ph} zur Gravitationskraft F_G eines ungebundenen, soliden $10 \mu\text{m}$ Testteilchens in einem beleuchteten Staubbett.

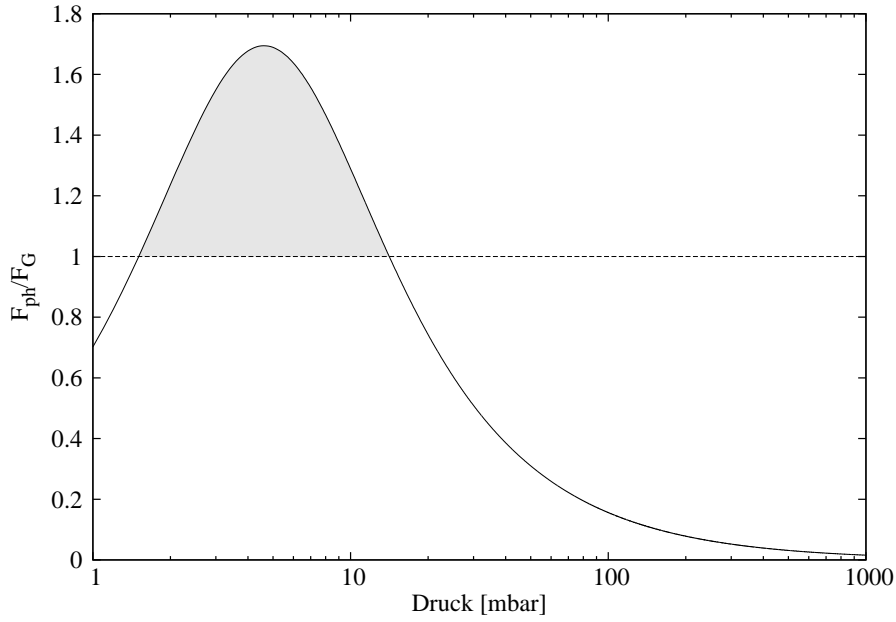


Abb. 24 – Verhältnis der photophoretischen Kraft F_{ph} zur Gravitationskraft F_G eines ungebundenen $100\ \mu\text{m}$ Testteilchens mit einem Füllfaktor von $f = 0.3$ in einem beleuchteten Staubbett.

mal bei 10^{-10} N. Dieses Testteilchen ist allerdings isoliert und ungebunden. Im Staubbett aber sind die einzelnen Staubteilchen zu Aggregaten verbunden. Die Aggregate sind untereinander auch wieder gebunden – allerdings im Vergleich zu den Teilchen im Aggregat relativ lose (wenige externe Kontakte im Vergleich zur Größe). Nimmt man an, dass die photophoretische Kraft, die ein $a = 100\ \mu\text{m}$ Aggregat aus der Oberfläche herauslöst, am Aggregat als Gesamteinheit wirkt, bekommt man das in Abb. 24 abgebildete Verhältnis von Photophorese zu Gravitationskraft.

Das Aggregat ist hier wieder als ungebunden abgenommen und zusätzlich ist die Dichte durch einen Füllfaktor $f = 0.3$ reduziert. Ein ungebundenes Aggregat könnte somit auch durch Photophorese gegen die Gravitation beschleunigt werden. Die absolute Größenordnung der am gesamten Aggregat angreifenden Photophorese liegt bei maximal 10^{-8} N.

Haftungskräfte zwischen einzelnen Teilchen – beim Aggregat sind es die Kontaktstellen zu den Nachbaraggregaten – liegen allerdings bei 10^{-7} N (Heim et al., 1999). Die photophoretische Kraft, die am Gesamttaggregat wirkt, ist daher nicht ausreichend, um ein mit wenigen externen Kontakten gebundenes Aggregat aus dem Verbund zu lösen und

herauszuschleudern. Die Photophorese kann also nicht am Aggregat als Einheit angreifen sondern wirkt an den einzelnen μm Bestandteilen des Aggregats. Um ein Aggregat aus dem Verbund zu lösen wirken somit mindestens $10^2 - 10^3$ Einzelteilchen zusammen (siehe auch Abb. 25).

Die Bedingung für einen Auswurf eines Aggregats kann folgendermaßen formulieren werden: Kann die Summe der an den Einzelteilchen eines Aggregats wirkenden photophoretischen Kräfte (F_{ph}) die gesamte externe Kohäsionskraft (F_C , Summe der äußeren Kontaktstellen) des Aggregats und die Gravitationskraft des Aggregats kompensieren, so kann das Aggregat aus dem Verbund herausgelöst und von der Oberfläche weg beschleunigt werden (Abb. 25)

$$F_{ph} = F_C + F_G \quad (35)$$

$$F_{ph} = \sum_i^n F_{ph_i} \quad (36)$$

$$F_C = \sum_j^m F_{C_j}. \quad (37)$$

Hierbei ist n die Gesamtzahl der Einzelteilchen des Aggregats und m die Gesamtzahl der externen Kohäsionskontakte.

Auch im Hinblick auf die späteren astrophysikalischen Anwendungen (Kapitel 6) kann man $F_G = (4/3)\pi a^3 f \rho g$ in Glg.(35) variabel lassen, in dem man die Gravitationskraft mit verschiedenen g -Werten variiert

$$F_{ph} = F_C + \frac{4}{3}\pi a^3 f \rho g \quad \text{mit } 0 < g < \infty. \quad (38)$$

Für einen Partikelwurf muss nun gelten, dass die Photophorese F_{ph} die wirkende Gra-

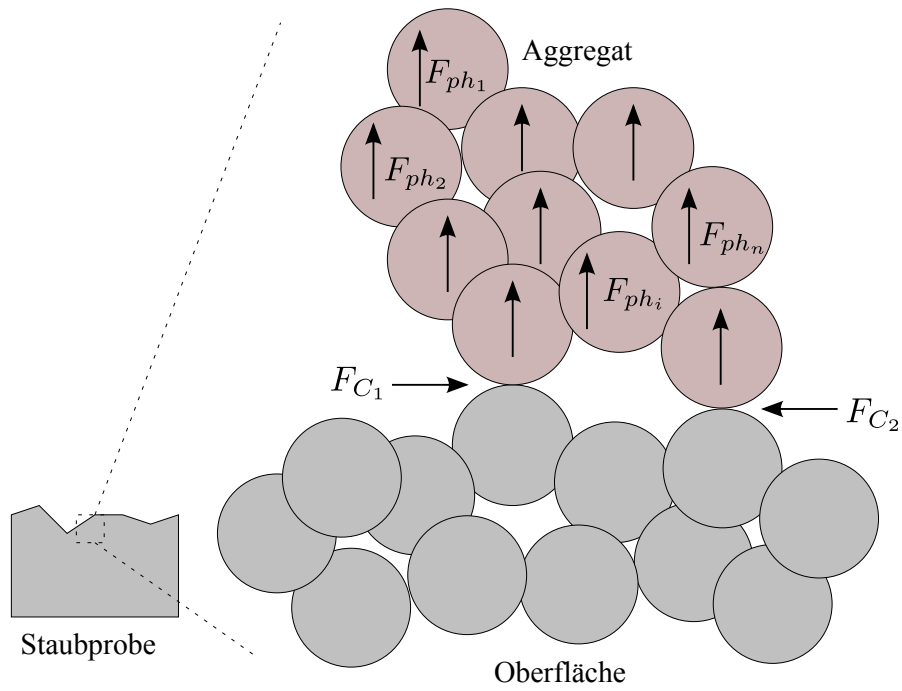


Abb. 25 – (farbig) Prinzip des photophoretischen Aggregatauswurfs. Ist die Summe der an den Einzelteilchen wirkenden photophoretischen Kräfte größer als die gesamte externe Kohäsion (hier: F_{C_1}, F_{C_2}) und die Gravitationskraft, dann wird das Aggregat (rötlich zusammengefasst) aus dem Verbund gelöst.

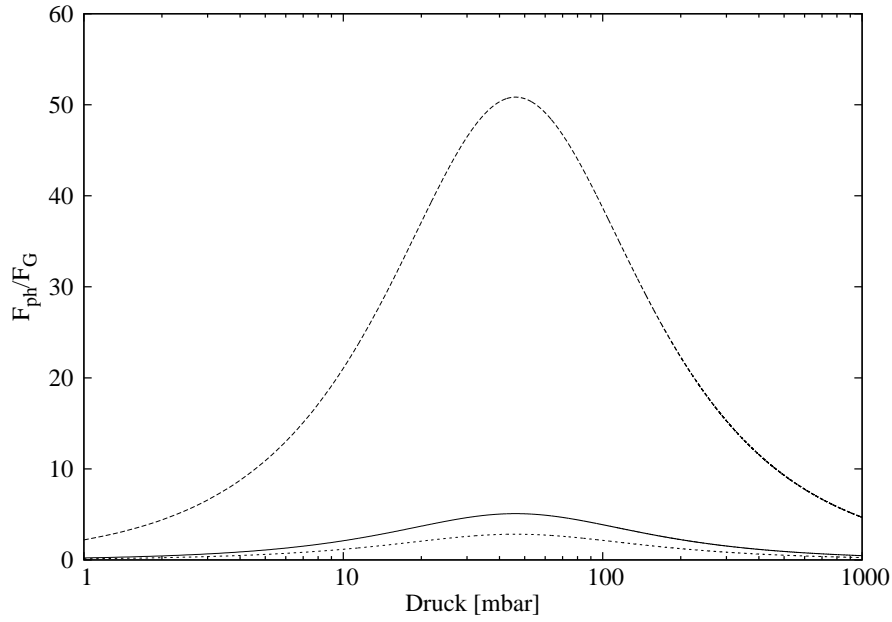


Abb. 26 – Das Verhältnis der Photophorese nach Glg.(8) und der Gravitationskraft ist hier exemplarisch für ein solides $10\ \mu\text{m}$ Teilchen (Teilchenparameter Tab. 2) für verschiedene g -Level abgebildet (Unten: $1.8g$; Mitte: $1g$; Oben: $0.1g$). Die gewählten g -Level entsprechen grob den g -Phasen des im Abschnitt 5.2 dargestellten Parabelflugs.

vation und Kohäsion mindestens kompensiert, also für das Verhältnis die Bedingung

$$\frac{F_{ph}}{F_C + \frac{4}{3}\pi a^3 f \rho g} = 1, \quad (39)$$

erfüllt ist.

Abb. 26 zeigt exemplarisch das Verhältnis der photophoretischen Kraft zur Gravitationskraft für ein ungebundenes ($F_C = 0$) Teilchen für verschiedene gravitative Umgebungen (Teilchenparameter Tab. 2).

Bei einem bestimmten Druck (z.B. p_{max}) wirkt eine entsprechende photophoretische Kraft auf das Teilchen. Betrachtet man nur die maximal auftretende Kraft F_{max} und setzt diese für die Auswurfbedingung (Glg.(39)) ein, ergibt sich

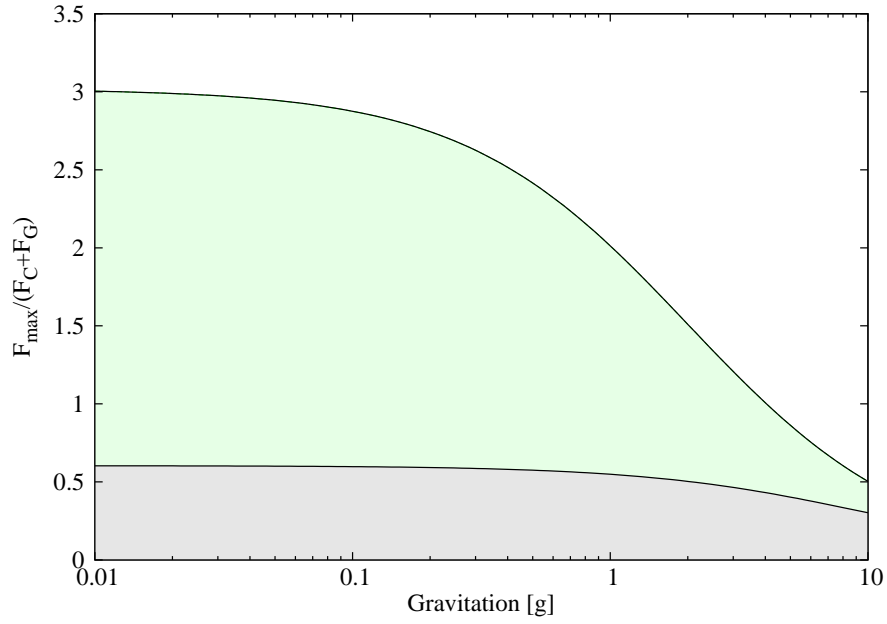


Abb. 27 – Betrachtet man nur die kummulierten maximalen Kräfte F_{max} von 1000 Einzelteilchen ($10 \mu\text{m}$) eines $100 \mu\text{m}$ Aggregats gegen die Gravitationskraft und externe Kohäsion des Aggregats, zeigt sich die starke Gravitationsabhängigkeit des Verhältnisses (obere Kurve: zwei externe Kontakte, $F_C = 2F_{C_0}$; untere Kurve: zehn externe Kontakte, $F_C = 10F_{C_0}$; $F_{C_0} = 1 \times 10^{-7} \text{ N}$).

$$\frac{F_{max}}{F_C + \frac{4}{3}\pi a^3 f \rho g} = \zeta \quad (40)$$

$$\zeta \geq 1 \text{ als Auswurfbedingung,} \quad (41)$$

wobei sich hier ζ aus der konkret berechneten photophoretischen Kraft ergibt. Abb. 27 zeigt den Verlauf (Glg.(40)) für ein $a = 100 \mu\text{m}$ Aggregat, bestehend aus 1000 Einzelteilchen mit einem Radius von $10 \mu\text{m}$ (Parameter Tab. 2) an denen die Photophorese wirkt. Die externe Kohäsion des Aggregats ist einmal mit $2F_{C_0}$ (zwei externe Kontakte) und einmal mit $10F_{C_0}$ (zehn externe Kontakte) angenommen mit $F_{C_0} = 1 \times 10^{-7} \text{ N}$ (Heim et al., 1999).

Es zeigt sich, dass wenn die Auswurfbedingung unter $1g$ erfüllt ist, diese bei $g < 1$ zunehmend übererfüllt wird. Es ist also anzunehmen, dass bei $g < 1$ auch (bis zu ei-

nem Limit) stärker gebundene oder massivere Teilchen aus einem Verbund herausgelöst werden können und somit insgesamt die Auswurfrate steigt.

Die Rate, also die mittlere Anzahl der Teilchen pro Zeiteinheit, mit der Partikel aus der Oberflächer herausgelöst werden, erhält man ebenfalls aus der Auswurfbedingung (Glg.(39))

$$F_{ph} = F_C + \frac{4}{3}\pi a^3 f \rho g. \quad (42)$$

Jedes mal wenn (im Idealfall) eine Staubschicht ausgeworfen wird, muss sich durch die einstrahlende Intensität der Temperaturgradient neu aufbauen, und zwar zeitlich solange, bis die kritische photophoretische Kraft erreicht ist, die zu einem erneuten Auswurf führt. Nach Rohatschek (1995) ist die photophoretische Kraft proportional zum Temperaturgradienten über dem Teilchen $F_{ph} \propto \partial T / \partial z$, was sich schreiben lässt als (Glg.(8))

$$F_{ph} = \frac{D\sqrt{\frac{\alpha}{2}}a^2}{\frac{p}{p_{max}} + \frac{p_{max}}{p}} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (43)$$

$$F_{ph} = \omega_1 \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (44)$$

Der zeitliche Temperaturverlauf innerhalb der Staubprobe ergibt sich aus den Simulationen (Abb. 13-15). Nimmt man aber für die ersten, schnellen Temperaturanstieg an, dass sich der Temperaturgradient hier linear mit der Zeit t einstellt (Abb. 28), lässt sich dies wieder schreiben als

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \omega_2 t, \quad (45)$$

wobei ω_2 den zeitlichen Verlauf der Anfangsphase charakterisiert. Aus den Simulationen (Abb. 28) ergibt sich $\omega_2 = 7 \times 10^3 \text{ K}/(\text{m s})$.

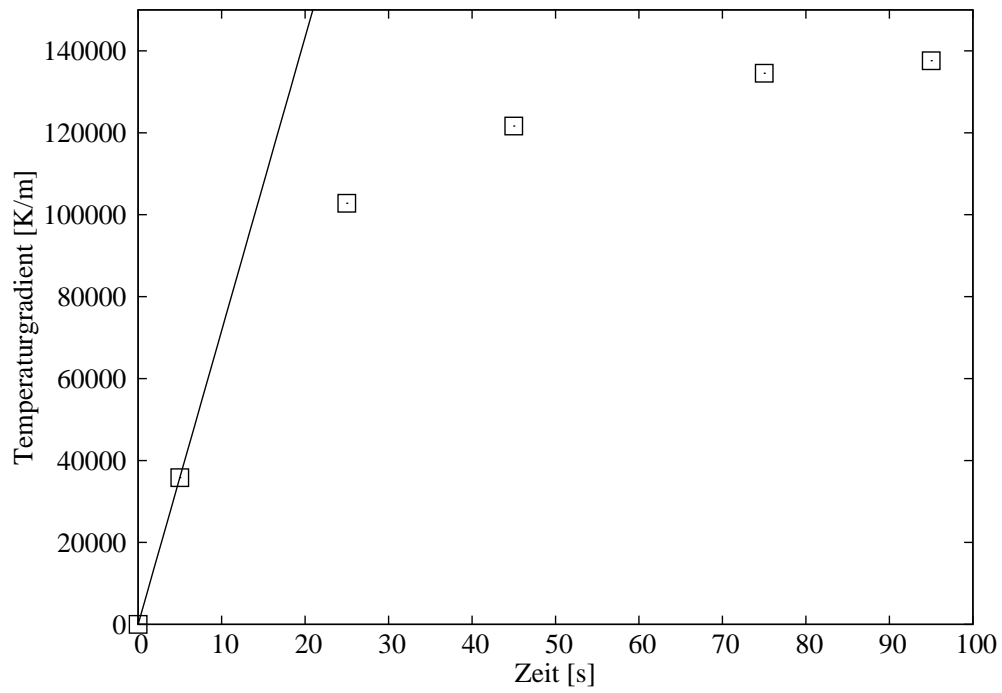


Abb. 28 – Zeitlicher Verlauf des Temperaturgradienten aus den Simulationen (Kapitel 4.5). Rechtecke: Daten der Simulation; durchgezogene Linie: Linearer Fit an die ersten Datenpunkte.

Die Rate, also die ausgeworfenen Partikel pro Zeit, ist $R = \omega_3 t^{-1}$. Benutzt man nun Glg.(43) und Glg.(45) mit Glg.(42), ergibt sich für die Rate

$$R = \frac{\Omega}{F_C + \frac{4}{3}\pi a^3 f \rho g}, \quad (46)$$

mit $\Omega = \omega_1 \omega_2 \omega_3$. Die Rate folgt damit formal dem Verlauf der Auswurfbedingung unter verschiedenen g -Leveln (vergl. Abb. 26). Variiert man – unter der Annahme das $F_C = \text{const.}$ und $\Omega = \text{const.}$ sind – g im Experiment, dann sollte die starke Gravitationsabhängigkeit der Anzahl der ausgeworfenen Partikel zu beobachten sein. Für $1g$, $I = 13 \text{ kW/m}^2$ und Drücken von $0.1 < p < 10 \text{ mbar}$ sind Auswurfraten von $1 - 10$ Teilchen/(s cm²) typisch.

Die Gravitationsabhängigkeit der Auswurfrate hat uns im Hinblick auf die astrophysikalischen Anwendungen (Systeme mit reduzierter oder nahezu keiner Gravitation, siehe auch Kapitel 6) bewogen, μg Experimente zu licht-induzierten Partikelauswürfen in Parabelflügen durchzuführen.

5.2 Partikeleruptionen unter μg in Parabelflügen

Die theoretischen Überlegungen zur Rate der Partikeleruptionen (Glg.(46)) deuten auf eine Gravitationsabhängigkeit der Anzahl der ausgeworfenen Partikel hin – vor allem bei geringen ($g < 1$) Gravitationsbedingungen sollte eine Zunahme der licht-induzierten Teilchenauswürfe zu beobachten sein. In früheren Experimenten konnten Wurm, Teiser und Reiss (2008) zeigen, dass die Schwelle – in diesem Fall die geringste nötige Beleuchtungsintensität – für die Partikelauswürfe linear von der Gravitation abhängt. Um Glg.(46) zu überprüfen wurden Experimente während Parabelflügen unter μg , $1g$ und $1.7g$ durchgeführt. Zusätzlich hatten wir die bis dato einmalige Gelegenheit, an einen Parabelflug mit Mars- ($0.38g$) und Mondgravitation ($0.16g$) teilzunehmen. Die einzelnen Experimente sind zeitlich getrennt und während verschiedener Experimentkampagnen durchgeführt worden.

Ein Parabelflug ist ein spezielles Flugmanöver: Hierbei wird mit einer umgebauten Verkehrsmaschine (Airbus A300), in der ca. 15 Experimente plus Experimentatoren und Personal Platz haben, eine Parabel geflogen und zwar derart, dass für ungefähr 20 Se-

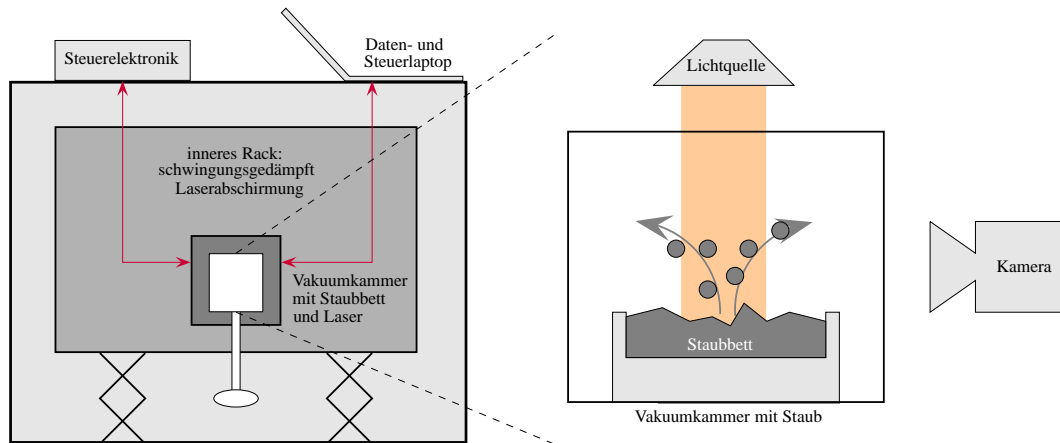


Abb. 29 – (farbig) Schema des Experimentaufbaus in den Parabelflügen. Das eigentliche Experiment (Vakuunkammer mit Staubbett) ist dem der Laborexperimente sehr ähnlich: In einer Vakuunkammer werden die Staubproben mit einem Laser bestrahlt und die Eruptionen werden über die verschiedenen g -Phasen aufgezeichnet. Der Probenbehälter ist drehbar, so dass vier Staubproben verschiedener Größe untersucht werden können. Aufgrund vieler Sicherheitsbestimmungen an Bord des Flugzeugs ist das Experiment in einer Laserabschirmung eingefasst. Dieses innere Rack ist Schwingungsgedämpft im starren, äußeren Rack befestigt.

kunden Schwerelosigkeit erreicht wird. Bei jeder Parabel treten beim steilen Anstieg des Flugzeugs in die Parabel und beim Abfangen des Flugzeuges nach der Parabel jeweils für ca. 20 Sekunden nahezu doppelte Erdbeschleunigungen auf (1.7g, Abb. 30). Während der Parabel herrscht – abgesehen von auftretenden Restbeschleunigungen – Schwerelosigkeit ($0 \pm 0.1g$, im Text auch als μg bezeichnet).

Der Aufbau der Experimente für Parabelflüge ist den Laboraufbauten ähnlich aber ungleich aufwändiger zu realisieren: Er muss transportabel sein – der Parabelflieger startet in Bordeaux (F) – und er muss umfangreichen Flugsicherheitsbestimmungen genügen. Das Experiment ist in ein Rack eingefasst (Abb. 29). Dies ist ein rigider Aufbau der nicht brennbar sowie gepolstert ist. Der innere Experimentbereich ist in einer Laserabschirmung eingefasst und besteht aus vier Einzelkammern, die auf einer Drehdurchführung in einer Vakuunkammer montiert sind und so einzeln unter den Laser gedreht werden können. Ferner ist der innere Bereich des Racks Schwingungsgedämpft aufgebaut um etwaiges Rütteln und Stoßen während der Flugmanöver abzufangen. Sämtliche Steuer- und Datenelektronik, wie die Lasersteuerung, der Datenlaptop oder auch Drucksensoren und -steuergeräte sowie die Vakuumpumpe, muss ebenfalls mitgeführt werden. Viele weitere Details zu den Parabelflug-Experimentkampagnen finden sich auch in der dazu angefertigten Diplomarbeit (Beule, 2011).

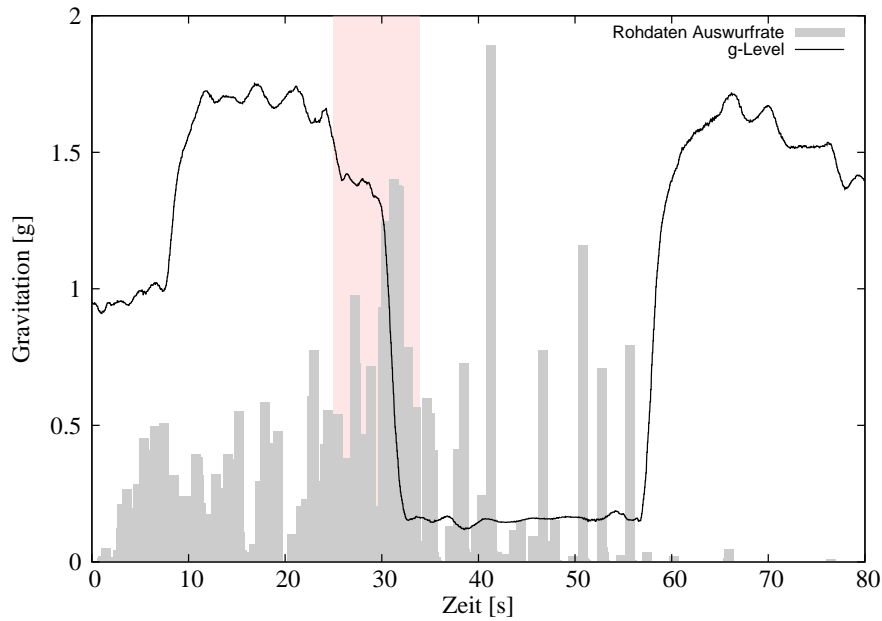


Abb. 30 – Dargestellt ist der Verlauf der Schwerbeschleunigung während einer Mondparabel (durchgezogene Linie); grau hinterlegt sind die beobachteten Partikelaustritte. Bei dem – oft nicht kontinuierlichen – Übergang von $1.7g$ nach μg , Mond- oder Mars- g tritt eine erhöhte Auswurfrate auf (rot hinterlegter Bereich).

Ganz ähnlich den Laborexperimenten ist in den einzelnen Kammern in der Vakuumkammer ein Staubbett platziert. Die Vakuumkammer wird auf 6 mbar evakuiert, was sich als optimal für die verwendete Staubprobe herausstellte. Beleuchtet wird die Staubb Oberfläche mit einem Laser (655 ± 10 nm, $I_{max} = 21 \pm 4$ kW/m²). Der Staubprobenbehälter besteht aus vier getrennten Kammern um auch die Gravitationsabhängigkeit für Staub verschiedener Größen zu untersuchen.

Es gibt einige Probleme, die spezifisch für die in den Parabelflügen durchgeführten Experimente sind. Ein großes Problem sind die gravitativen Übergänge während des Fluges (Abb. 30). Durch den raschen – und oft auch nicht kontinuierlichen – Wechsel von $1.7g$ nach μg (oder Mond- g bzw. Mars- g) entstehen sehr gewaltige Partikeleruptionen, ausgelöst durch die photophoretischen Kräfte, die natürlich auch während der $1.7g$ -Phase auf das Staubbett wirken und die Aggregate somit unter *Vorspannung* setzen. Die Aggregate werden dann beim Übergang abrupt gelöst. Dieser Peak der Auswurfrate ist ein Artefakt des Fluges. Die Mond- und Marsdaten konnten gut auf diesen Peak korrigiert werden da in der Zeit danach noch ausreichend Eruptionen zu beobachten waren und nur diese Daten zur Analyse benutzt wurden. Vor allem bei den μg Untersuchungen der

vorangegangenen Kampagne und der Analyse der Ergebnisse (Abb. 32) ist auch versucht worden auf den Übergangspeak zu korrigieren. Die Restbeschleunigung (siehe nächsten Absatz) hat leider zu einer empfindlichen Reduzierung der auswertbaren Datenmenge geführt. Die μg Ergebnisse sind daher nur bedingt aussagekräftig.

Ein weiteres Artefakt sind die während des Parabelflugmanövers auftretenden Restbeschleunigungen von bis zu $\pm 0.1g$. Während sich diese Restbeschleunigungen weniger bei Mond- und Marsgravitation störend bemerkbar machen, spielen sie bei μg eine erhebliche Rolle: Durch die Restbeschleunigungen können negative g_z -Werte auftreten, durch die die gesamte Staubprobe unkontrolliert in der Experimentkammer driftet. Dadarum wurde die brauchbare Datenmenge der μg Experimente empfindlich reduziert, da dadurch nach dem Übergangspeak nicht genügend kontinuierliche Auswürfe bestimmt werden konnten.

Durch die erhöhte Auswurfrate unter reduzierter Gravitation kommt es zu noch einem unerwünschten Effekt. Da der Laser lokal begrenzt ist, also nur einen Spot bestimmter Größe auf der Statoberfläche ausleuchtet, besteht die Gefahr, dass der Laser sich *eingräbt*: An der beleuchteten Stelle bildet sich durch die Auswürfe eine Mulde die mit der Zeit und vor allem durch die erhöhte Auswurfrate unter μg rasch an Tiefe gewinnt. Ab einer gewissen Tiefe unterbindet dies weitere Eruptionen. Eine mögliche Erklärung dafür ist die limitierte Spotgröße: Ab einer gewissen Zeit sind jegliche Staubteilchen, die herausgelöst werden können entfernt. Übrig bleibt eine Mulde mit Teilchen, bei denen die induzierte Kraft nicht für eine Eruptionen ausreicht. Die Mond- und Marsdaten (Abb. 34) konnten auch daraufhin korrigiert werden in dem nur die konstante Auswurfrate nach dem Übergangspeak und vor dem Abfall der Rate durch das *eingraben* des Lasers in der Analyse berücksichtigt wurde.

In einer ersten Kampagne wurden bei μg , $1g$ und $1.7g$ Basaltstaubproben verschiedener Größen untersucht (Größen $0-25\ \mu m$, $25-63\ \mu m$, $63-125\ \mu m$ sowie das Gesamtgemisch). In einer zweiten Kampagne bot sich uns die einmalige Gelegenheit auch Mars- und Mondgravitation zu fliegen. Die Aufnahme der Auswurfraten als auch die Auswertung ist im Wesentlichen identisch mit der Methode die in Kapitel 5.1 besprochen wurde.

In Abb. 31 ist ein Beispiel der ausgeworfenen Basaltpartikel der gemischten Probe in den verschiedenen g -Phasen des Parabelfluges gezeigt und Abb. 32 fasst die Ergebnisse der ersten Parabelflugkampagne (Basalt verschiedener Größe) zusammen. Aufgrund der oben erwähnten Probleme bei der Experimentdurchführung konnten jeweils nur fünf Parabeln

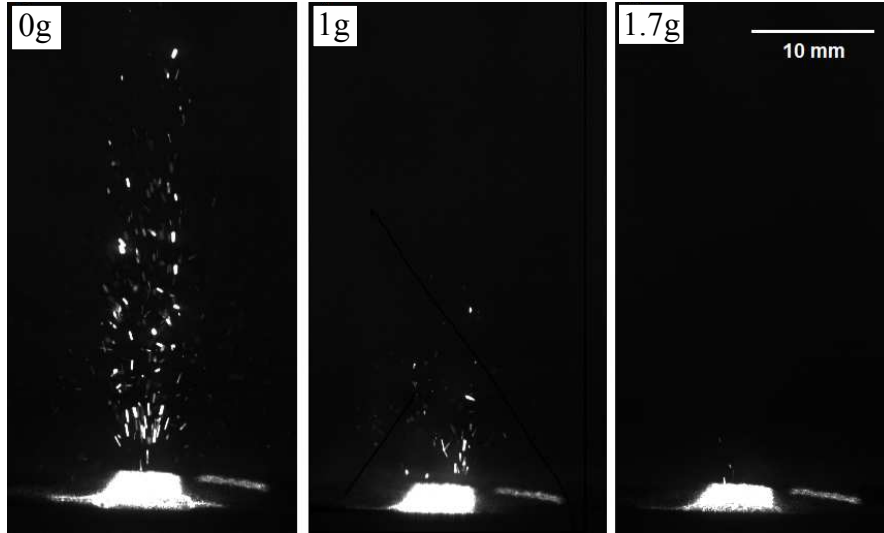


Abb. 31 – Beispiel ausgeworfener Partikel in den verschiedenen g -Phasen des Parabelfluges.

für die verschiedenen Staubgrößen benutzt werden. Um überhaupt statistische Aussagen treffen zu können, ist bei den Staubgrößen $0 - 25 \mu m$ und $25 - 63 \mu m$ die Rate für verschiedene Intensitäten zusammengefasst ($I \simeq 10 - 21 \text{ kW/m}^2$).

Um die Auswurfraten R der verschiedenen Größen besser vergleichen zu können sind sie jeweils auf die μg Werte normiert mit $R(g = 0) = R_{0g} = 1$.

$$R = \frac{\Omega}{F_C + \frac{4}{3}\pi a^3 f \rho g} \quad (47)$$

$$R_{0g} = \frac{\Omega}{F_C} \quad (48)$$

$$\frac{R}{R_{0g}} = \frac{1}{1 + \xi g} \quad (49)$$

$$\xi = \frac{\frac{4}{3}\pi a^3 f \rho}{F_C}. \quad (50)$$

Die durchgezogene Linie in Abb. 32 ist ein Fit der Daten entsprechend Glg.(49). Die Staubproben zeigen eine Gravitationsabhängigkeit und klar erkennbar ist eine deutliche

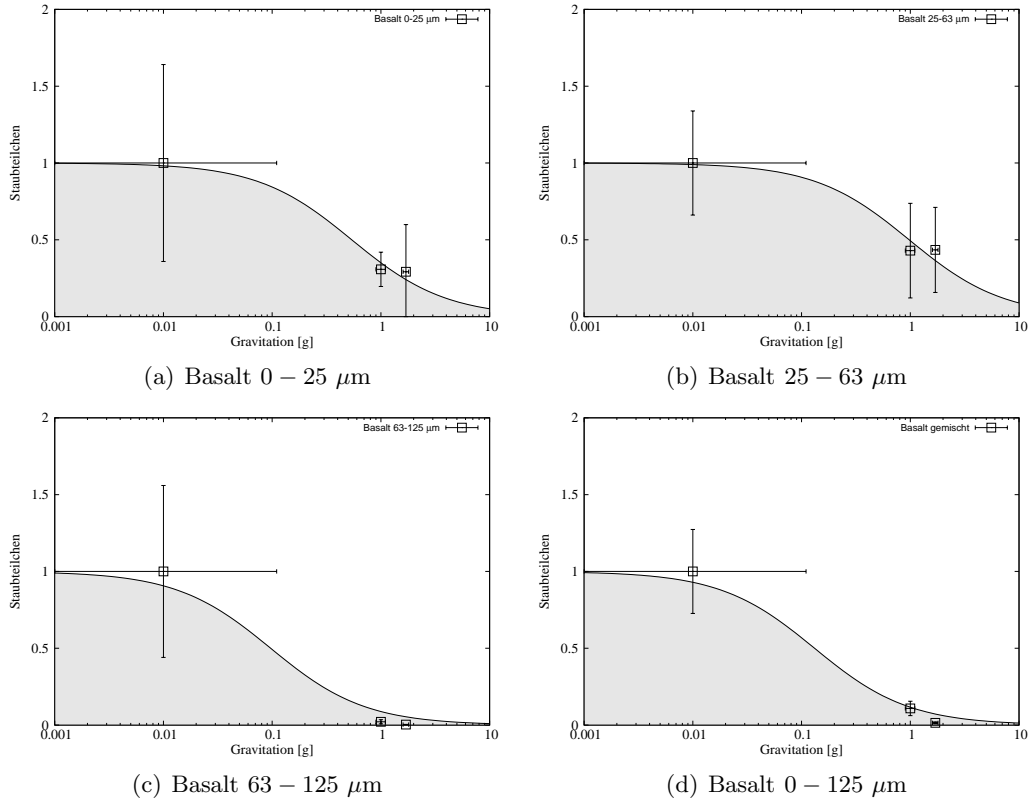


Abb. 32 – Ergebnisse der Gravitationsabhängigkeit der ausgeworfenen Partikel. Es zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit der Anzahl der ausgeworfenen Partikel mit der Gravitation. Die Quadrate sind die Messpunkte normiert auf die Auswurfrate der bei μg ausgeworfenen Partikel und die durchgezogene Linie ist ein Fit der Daten mit $R/R_{0g} = 1/(1 + \xi g)$. Der μg Wert ist in den Plots auf $\mu g = 0.01g$ festgelegt (Abb. 32(a) und 32(b): $I \simeq 10 - 21 \text{ kW/m}^2$, $p = 5 \text{ mbar}$; Abb. 32(c) und 32(d): $I \simeq 21 \text{ kW/m}^2$, $p = 6 \text{ mbar}$).

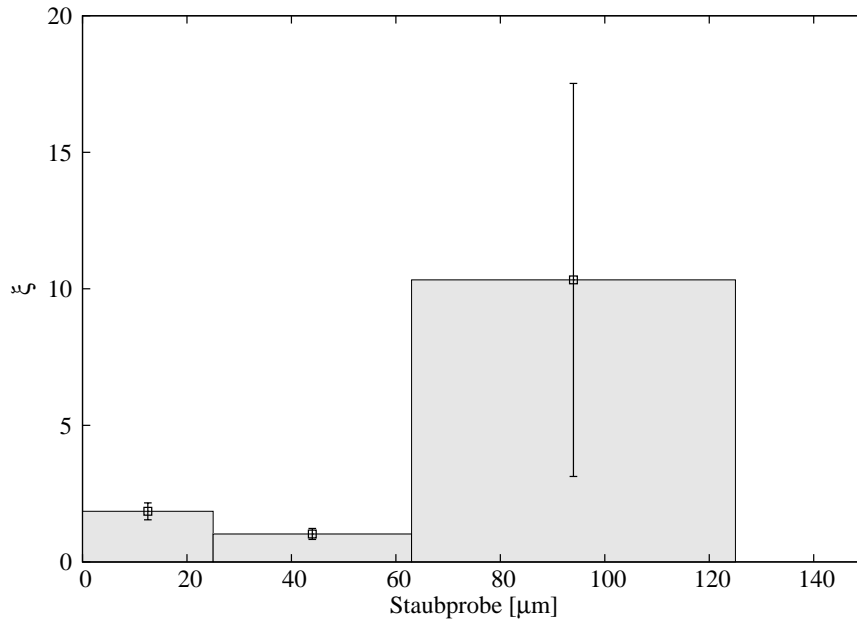


Abb. 33 – Einfluss der Teilchengröße auf die Gravitationsabhängigkeit.

Zunahme der Rate zu geringen Gravitationsbeschleunigungen. Charakterisiert man die Gravitationsabhängigkeit der normierten Anzahl der ausgeworfenen Partikel alleine über das ξ , zeigt sich weiterhin, dass die verschiedenen Größen unterschiedlich stark mit der Gravitation variieren (Abb. 33).

Die Proben kleinster ($0 - 25 \mu m$) und mittlere ($25 - 63 \mu m$) Größen zeigen im Vergleich zu den großen Teilchen ($63 - 125 \mu m$) die schwächste Gravitationsabhängigkeit. Nach Glg.(46) bzw. Glg.(49) ist die Auswurfrate nicht nur von g abhängig, sondern ebenfalls von der Kohäsion der Aggregate untereinander. Staub aus kleineren Korngrößen ist i.A. kohäsiver – im Mittel ist das Einzelteil stärker gebunden – als gröberer Staub. Zur besseren Übersicht ist der gemischte Staub ($0 - 125 \mu m$) herausgelassen, der sich bei $\xi = 7.6 \pm 3.5$ befindet. Das ξ der Staubgrößen $0 - 25 \mu m$ und $25 - 63 \mu m$ ist für verschiedene Intensitäten (siehe auch Abb. 32). Aber selbst bei einem Faktor zwei in der Gravitationsabhängigkeit bliebe die obige Aussage korrekt und es ergäbe sich eine im Wesentlichen der Abb. 33 vergleichbare Abbildung.

Auch wenn sich die verschiedenen Staubgrößen unterschiedlich stark ausgeprägt mit der Gravitation auswerfen lassen, so folgen sie doch alle einer i.A. signifikanten Gravitationsabhängigkeit – vor allem hin zu $g \ll 1$.

In einer weiteren Parabelflugkampagne wurden auch Mond- und Marsgravitation geflogen ($0.16g$ und $0.38g$). Der Experimentaufbau gleicht dem der vorangegangenen Kampagne. Als Staubprobe wurde wieder Basalt benutzt – die Auswertung der Daten zeigt den Basalt der Originalzusammensetzung ($0 - 125 \mu\text{m}$). Viele Details des Experimentaufbaus und der Datenanalyse sind ebenfalls in der dazu ausgegebene Diplomarbeit zu finden (Beule, 2011).

Abb. 34 zeigt das Ergebnis der Analyse, die aus insgesamt jeweils 6 auswertbaren Mars- und Mondparabeln gewonnen wurde ($I \simeq 12 \text{ kW/m}^2$, $p = 6 \text{ mbar}$). Die Auswurfraten sind auf die Rate $R(g = 1) = R_{1g} = 1$ normiert

$$R = \frac{\Omega}{F_C + \frac{4}{3}\pi a^3 f \rho g} \quad (51)$$

$$R_{1g} = \frac{\Omega}{F_C + \frac{4}{3}\pi a^3 f} \quad (52)$$

$$\frac{R}{R_{1g}} = \frac{1}{\omega_4 + \omega_5 g}. \quad (53)$$

Im Rahmen der Messfehler ist eine ansteigende Tendenz der Auswurfrate hin zu geringen g -Werten erkennbar. Die beiden Parabelflugkampagnen bestätigen somit die theoretisch aufgestellte Behauptung der (starken) Zunahme der Auswurfrate bei geringen ($g \ll 1$) Gravitationsbeschleunigungen.

5.3 Knudsen Kompressor Eruptionen

Ein überraschender Effekt zeigte sich bei der Untersuchung zu den Stauberuptionen: Wird die Lichtquelle ausgeschaltet, mit der vorher die photophoretischen Stauberuptionen ausgelöst wurden, nimmt für eine kurze Zeitspanne nach dem Ausschalten die Anzahl der herausgeworfenen Partikel noch mal drastisch zu (siehe auch Abb. 37 dieser Arbeit; Wurm und Krauss (2006); Kelling et al. (2011)). Die Auswurfrate erhöht sich von ein paar Staubaggregaten/(s cm^2) bei den photophoretisch induzierten Partikelauwürfen bei aktiver Lichtquelle auf bis zu 100 Aggregaten/(s cm^2) nach dem Ausschalten, allerdings nur für den kurzen Zeitraum direkt nach Beleuchtung (bis ca. 10s danach). Die

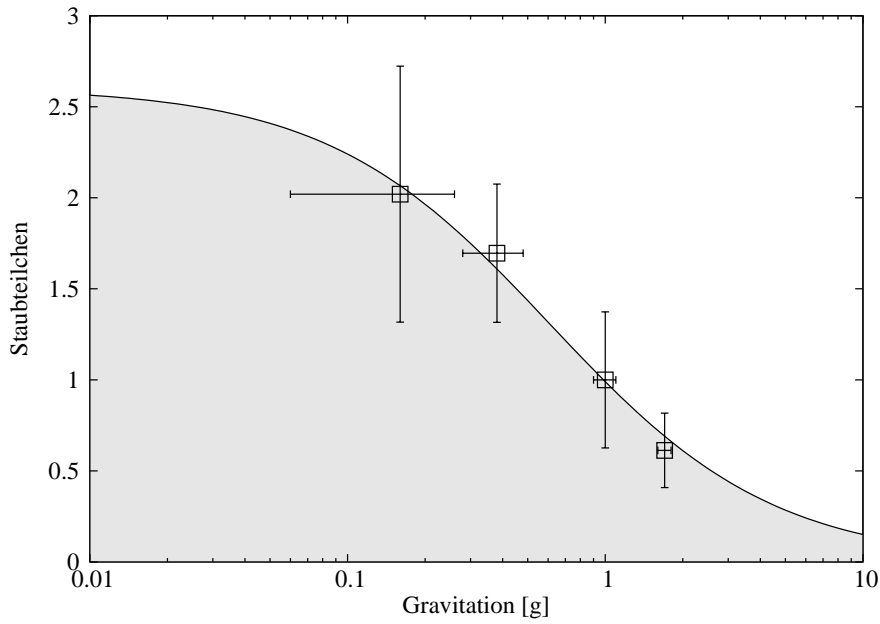


Abb. 34 – Ergebnis der auf $1g$ normierten Mars- und Mondparabeln mit einem Datenfit nach Glg.(53). Ein klarer Anstieg der Auswurfrate hin zu geringen g Werten ist erkennbar und in guter Übereinstimmung mit der entwickelten Theorie.

einzelnen Auswürfe sind lokale und meist auch zeitlich getrennt und zu dem in deutlicherem Maße eruptiv. Die Eruptionen gleichen einem Aufbrechen der Oberfläche mit massivem Partikelverlust.

Wie kann sich dies erklären? Aus den Temperatursimulationen ist erkennbar, dass wenn die Lichtquelle ausgeschaltet wird, sich der Verlauf der Temperatur im Staubbett verändert: Die thermische Kühlung der Oberfläche senkt nun effektiv die Oberflächentemperatur (Abb. 15). Gleichzeitig jedoch schiebt sich T_{max} tiefer in die Staubprobe. Der Temperaturgradient vom Maximum T_{max} hin zur Oberfläche wird geringer, aber der absolute Temperaturunterschied nimmt zu und steigt von $\Delta T = 20$ K bei kontinuierlicher Beleuchtung auf $\Delta T = 100$ K eine Sekunde nach dem Abschalten der Lichtquelle (vorherige Beleuchtung mit $I = 10$ kW/m², siehe auch Abb. 16). Zudem erstreckt sich der Temperaturunterschied von T_{max} zur Stauroberfläche durch das tiefer liegende Temperaturmaximum über mehrere Staubschichten. Durch die Abnahme des Temperaturgradienten sind (je nach Teilchenparameter) ab einigen Sekunden nach dem Ausschalten keine Photophoretischen Auswürfe mehr möglich (Abb. 35).

Dass sich erstens die Rate nach dem Ausschalten *erhöht* und zweitens bis zu 10s da-

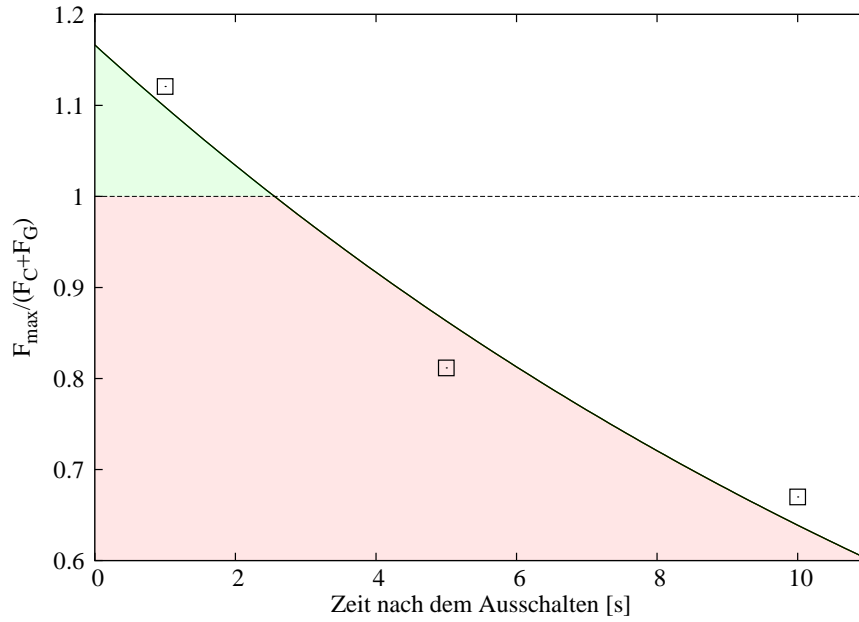


Abb. 35 – Beispiel des Verhältnisses der maximalen photophoretischen Kraft eines Aggregats aus 1000 Einzelteilchen der Größe $10\ \mu\text{m}$ gegen dessen Gravitationskraft und seiner Kohäsionskraft nachdem die Lichtquelle ausgeschaltet wurde (fünf externe Kontakte, $F_C = 5F_{C_0}$; $F_{C_0} = 1 \times 10^{-7}\ \text{N}$). Die Quadrate ergeben sich aus den Temperatursimulationen (Kapitel 4.5) und die durchgezogene Linie ist eine exponentielle Funktion um das Auge zu führen. Die gestrichelte Linie markiert das zum Auswurf nötige Grenzverhältnis (Parameter in Tab. 2).

nach lang sichtbar ist, kann mit dem Knudsen Kompressor Effekt, der im Kapitel 4.3 vorgestellt wurde, erklärt werden. Auch bei den Eruptionen nach dem Verdunkeln ist wieder das Temperaturmaximum T_{max} unter der Stauroberfläche des zuerst beleuchteten Staubbettes das entscheidende Element (vgl. auch Abb. 13 und Abb. 14). Staub als poröses Medium besitzt neben den festen Bestandteilen auch Poren von ähnlicher Ausdehnung. Betrachtet man in erster Näherung die Poren als eine Ansammlung von Mikrokanälen, dann bilden die obersten Schichten – ganz ähnlich wie in Abb. 9 – eine Verbindung von Mikrokanälen zwischen zwei Gasreservoirien: Das eine Reservoir ist die Umgebung über der Stauroberfläche und das zweite Reservoir ist das innere der Staurobe in der Tiefe, in welcher sich T_{max} befindet. Bei mbar Drücken sind die Poren der benutzten Stauroben i.A. vergleichbar mit der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle ($Kn \simeq 1$, mittlere freie Weglänge einige zehn μm). Nach Glg.(23),

$$\Delta p = p_{avg} \frac{Q_T}{Q_P} \frac{\Delta T}{T_{avg}}, \quad (54)$$

entsteht durch thermisches Kriechen ein Überdruck im Reservoir am wärmeren Ende der Verbindungen. Abb. 36 verdeutlicht das Prinzip, wie der Knudsen Kompressor Effekt Stauroptionen in einer Stauroschicht hervorruft.

Aufgrund des Temperaturmaximums unterhalb der Oberfläche gibt es einen Temperaturunterschied am Anfang (Stauroberfläche) und am Ende (Tiefe bei T_{max}) der Poren-Mikrokanäle des Staubbetts. Durch den Knudsen Kompressor Effekt wird Gas aus der Umgebung über der Stauroberfläche durch die Poren bis zur Tiefe bei T_{max} gesogen, danach fällt die Temperatur im Staurobett wieder und jegliches Gas in tieferen Schichten würde in entgegengesetzter Richtung wieder hin zu T_{max} kriechen. Die Tiefe bei T_{max} ist daher der Endpunkt für das durch den Staub kriechende Gas. Folglich baut sich ein Überdruck in dieser Tiefe auf, der dann – wenn er kräftig genug ist – die Oberfläche aufbricht und Partikel eruptiv auswirft.

Nach dem Ausschalten der Lichtquelle wächst die Temperaturdifferenz zwischen Temperaturmaximum und Oberfläche und überspannt zudem mit der Zeit mehr und mehr Stauroschichten. Es gibt einen gewissen Zeitraum in dem der Temperaturunterschied und der dadurch hervorgerufene Überdruck in der Lage ist die über T_{max} liegenden Stauroschichten aufzubrechen und Partikel auszuwerfen. Abb. 37 zeigt ein Beispiel einer

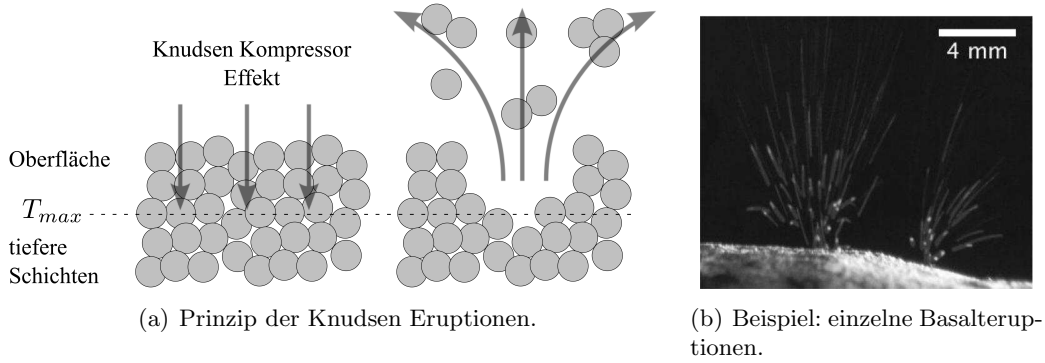


Abb. 36 – Prinzip der Knudsen Eruptionen (links). Wird die Lichtquelle ausgeschaltet, kühlt die Stauroberfläche effizient. Als Folge dessen nimmt (zeitweilig) der absolute Temperaturunterschied vom Temperaturmaximum zur Oberfläche zu wobei das Temperaturmaximum sich weiter in tiefere Staubschichten schiebt. Die Staubschichten wirken als Ansammlung von Mikrokannälen und durch einen Knudsen Kompressor Effekt wird Gas aus der Umgebung zum Temperaturmaximum gesogen. Übersteigt der sich dadurch aufbauende Überdruck die Oberflächenspannung des Staubbettes kommt es zum Aufbruch der Oberfläche und somit zu Partikeleruptionen. Die rechte Abbildung zeigt exemplarisch zwei einzelne Eruptionen nach dem Ausschalten des Lichtes ($I = 13 \text{ kW/m}^2$, $p = 1 \text{ mbar}$, Kelling et al. (2011)).

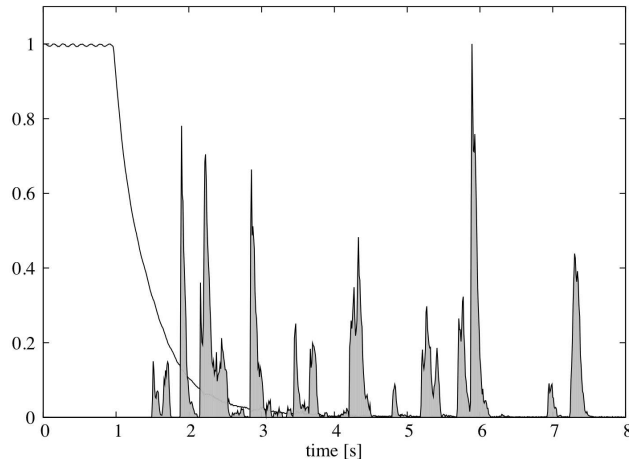
Messung an Basaltstaub (Kelling et al., 2011) und Abb. 38 ist eine Bildüberlagerung aller ausgeworfenen Partikel einer Graphitprobe nach dem Ausschalten der Lichtquelle.

Für eine Knudsen Eruption einer gewissen Schichtdicke gegen die Gravitation muss i.A. die Bedingung

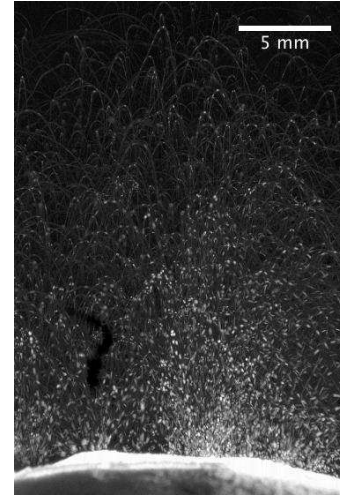
$$\frac{\Delta P A}{F_G} = \frac{\Delta p}{d \rho f g} \geq 1 \quad (55)$$

erfüllt sein – das also die durch den Druck auf eine Fläche induzierte Kraft die Gewichtskraft übersteigt. Dabei ist Δp der durch den Knudsen Kompressor Effekt induzierte Überdruck, A eine Fläche (z.B. die Fläche des vorher beleuchteten Spots unter welchem sich dann der Überdruck ausbildet), d ist die Schichtdicke des Staubes, ρ die Dichte, f der Füllfaktor und g die gravitative Beschleunigung.

Abb. 39 zeigt das Verhältnis aus Glg.(55) für die Temperaturunterschiede aus den Simulationen (Kapitel 4.5) und den Parametern in Tab. 3.



(a) Intensitätsabhängigkeit



(b) Bilderüberlagerung aller Eruptionen (8 Sekunden)

Abb. 37 – Partikeleruptionen nach dem Ausschalten der Lichtquelle (Abb. 37(a)). Die durchgezogene Linie ist die Intensität der Lichtquelle und die schattierten Bereiche sind die aufs Maximum normierten Helligkeiten der Partikel. Für einen Zeitraum (*time*) von bis zu 10 Sekunden nach dem Ausschalten kann man eine massive Zunahme der Partikeleruptionen beobachten. Die Anzahl der herausgeworfenen Partikel erhöht sich von 1 – 10 Aggregaten/(s cm²) bei Beleuchtung (Photophorese) auf bis zu 100 Aggregaten/(s cm²) - allerdings nur für einen kurzen Zeitraum von einigen Sekunden. Abb. 37(b) ist eine Überlagerung aller Einzelbilder und zeigt exemplarisch die in der Zeit von 8 Sekunden ausgeworfenen Partikel (Kelling et al., 2011).

Tab. 3 – Parameter zur Abschätzung des Knudsen Kompressor Effekts in Staubschichten (Kelling et al., 2011).

Dichte	ρ	=	2900 kg/m ³
Füllfaktor	f	=	0.3
therm. Leitfähigkeit	κ_{staub}	=	0.01 W/(m K)
Gravitation	g	=	9.81 m/s ²
Schichtdicke	d	=	100 μ m
Temperaturunterschiede	ΔT	=	siehe Abb. 16

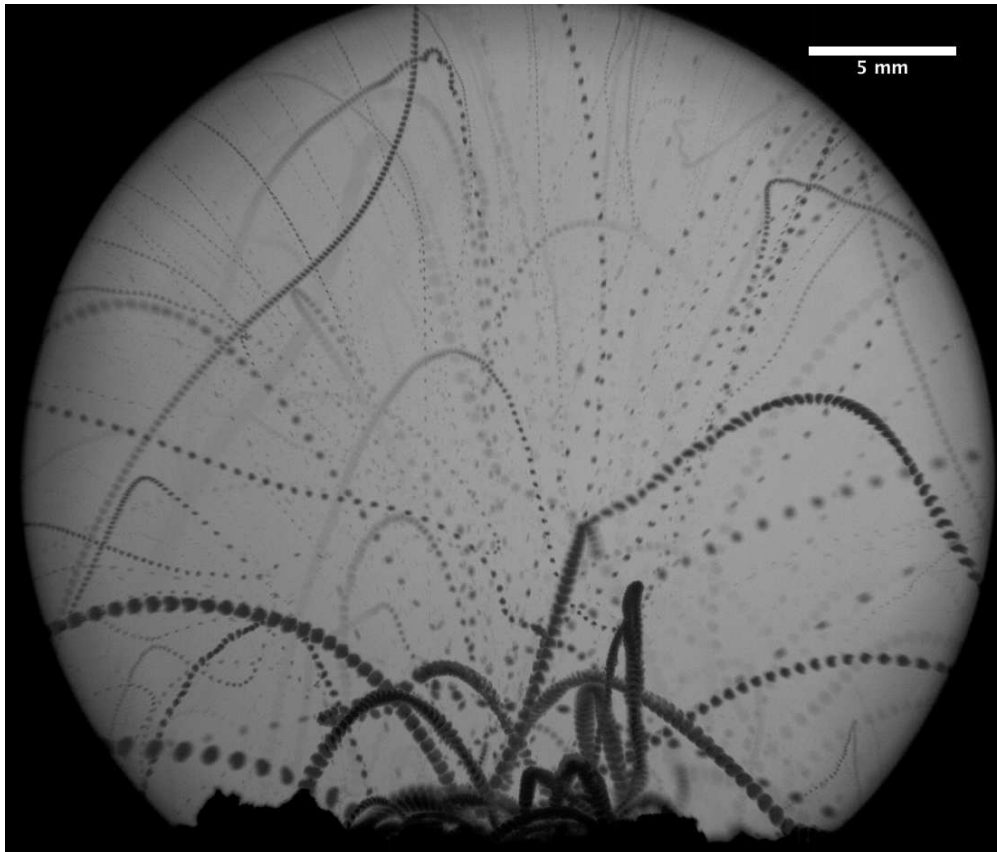


Abb. 38 – Das Bild zeigt exemplarisch eine Knudsen Eruption einer Graphit-Staubprobe bei 6 mbar Umgebungsdruck. Gezeigt ist eine Bildüberlagerung der ersten Sekunde nach dem Ausschalten. Teilweise sind die ungewöhnlichen Trajektorien der ausgeworfenen Teilchen, die ja selbst noch einen gewissen Temperatur- und/oder Akkomodationsunterschied über sich selbst haben, sichtbar.

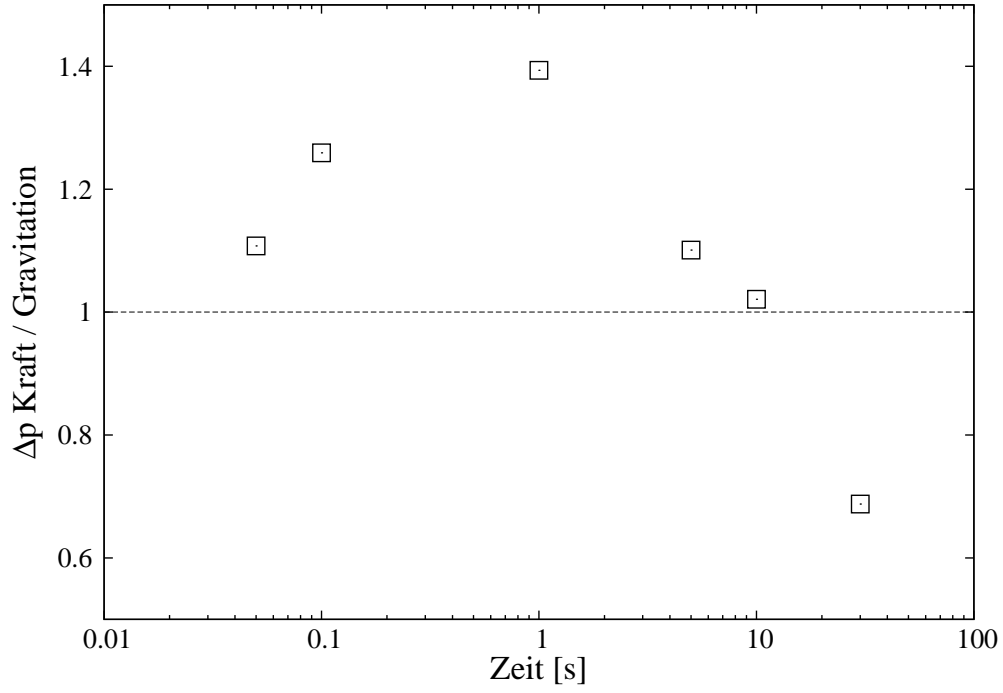


Abb. 39 – Für einen gewissen Zeitraum nach dem Ausschalten der Lichtquelle ist der durch den Knudsen Kompressor Effekt induzierte Überdruck im Staub kräftig genug um die über T_{max} liegenden Staubschichten gegen die Gravitation zu heben. Die Zeiten stimmen gut mit den im Experiment beobachteten Eruptionen überein (Kelling et al., 2011).



Abb. 40 – Levitierendes SiO_2 Aggregate über einer 800 K heißen Glasmulde bei 5 mbar Umgebungsdruck (Kelling und Wurm, 2009).

Die Zeiten, in denen Knudsen Eruptionen für eine $100\ \mu\text{m}$ Schicht möglich sind, stimmen gut mit den beobachteten Zeiten im Experiment überein. Es bleibt zu erwähnen, dass die Simulationen auf einem perfekten, homogenen Staubbett beruhen und dies nur bedingt mit einem realen Staubbett übereinstimmt. Die beobachteten Zeiten der Eruptionen als auch das spontane, lokal oft begrenzte Aufbrechen der Oberfläche und der Auswurf der Partikel stimmen gut mit einem Druckeffekt und den Abschätzungen des Knudsen Kompressor Effekts überein (Abb. 39).

5.4 Partikellevitation: Staubaggregate

Im Zuge der oben beschriebenen Experimente konnte noch eine weitere, spektakuläre Beobachtung gemacht werden: Bis zu cm große Staubaggregate levitieren in geringer Höhe ($\sim 100\ \mu\text{m}$) über einer heißen Fläche bei mbar Umgebungsdrücken (Kelling und Wurm, 2009). Abb. 40 zeigt exemplarisch ein levitierendes SiO_2 Aggregat aus μm Partikeln über einer erhitzten Glasmulde.

In einer Vakuumkammer auf Umgebungstemperatur ist eine heizbare Platte⁴ installiert. Auf der Platte werden manuell Staubteilchen platziert. Wird nun genügend evakuiert ($0.1 < p < 100$) und geheizt ($T \gg 300\ \text{K}$), beginnen die Staubteilchen in geringer Höhe ($z \simeq 100\ \mu\text{m}$) über der beheizten Platte zu schweben. Zur besseren x, y -Fixierung wird

⁴Warum eine Heizplatte im Staub? Im Zuge der Eruptionsexperimente wollten wir das Temperaturmaximum im Staub künstlich und ohne Beleuchtung herstellen. Die auf der Heizplatte platzierten Staubschichten brachen allerdings auf und einzelne Staubaggregate fingen zu unserer Verwunderung an zu levitieren.

eine leicht konkave Glasplatte verwendet um die schwebenden Teilchen mittig zu halten. Folgende Abhängigkeiten der levitierten Staubteilchen wurden experimentell festgestellt:

- Die Heizfläche muss genügend warm sein ($T \gg 300$ K).
- Es gibt einen bestimmten Druckbereich bei dem die Levitation von Staubaggregaten nahezu immer beobachtet wird (Tab. 4).
- Zu niedrigeren ($p \ll 1$ mbar) und höheren Drücken ($p > 100$ mbar) ist (meist) keine Levitation beobachtbar.
- Die laterale Ausdehnung der levitierenden Staubteilchen ist meist grösser als deren Höhe.
- Die levitierenden Teilchen können bis zu cm groß sein.
- Die Levitationshöhe ist für alle Staubsorten ungefähr gleich bei $z \simeq 100 \mu\text{m}$.
- Interagierende Staubteilchen zeigen eine Abstoßung bei Annäherung, die allerdings bei genügend hohen Annäherungsgeschwindigkeiten überwunden werden kann.

In Tab. 4 sind die experimentellen und physikalischen Parameter verschiedener Staubsorten zusammengefasst (Kelling und Wurm, 2009).

Das Schweben in geringer und (nahezu) konstanter Höhe und auch die auftretende Abstoßung zwischen den Aggregaten bei Annäherung, lassen den Schluss zu, dass es sich bei der Levitation um einen Gaseffekt handelt. Das Prinzip, wie Staubaggregate durch einen Gasfluß levitieren, zeigt Abb. 41.

Das schwebende Staubaggregat besteht im Wesentlichen aus einzelnen Staubteilchen. Zwischen den Staubteilchen befinden sich Poren in ähnlicher Größe wie die Staubteilchen selbst. So wie sich argumentieren lässt, dass ein Staubaggregat eine gebundene Ansammlung von Einzelteilchen ist, lässt sich ein Aggregat auch als Ansammlung von Poren bzw. Mikrokanälen betrachten, die die Ober- und Unterseite des Aggregates verbinden. Die Heizplatte erhitzt das Staubaggregat von unten, die Wärme wird durch Wärmeleitung zur Oberfläche des Staubaggregates transportiert, wo sie als Wärmestrahlung wieder abgegeben wird. Es bildet sich also ein Temperaturunterschied zwischen der Ober- und Unterseite des Staubteilchens aus, d.h. über den Mikrokanälen des Staubteilchens existiert ein Temperaturunterschied (vgl. Kapitel 4.3 und 5.3).

Tab. 4 – Staubeigenschaften und typische Druckbereiche bei denen die meisten Aggregate levitieren. Die Temperatur der Heizplatte liegt bei $T = 800$ K (Kelling und Wurm, 2009).

Staub	Größe μm	Dichte g/cm^3	Druck mbar
SiO ₂			
<i>quartz</i>	0.1 – 10	2.6	3 – 10
<i>sphärisch</i>	1.2	2.0	7 – 10*
<i>Cabosil M5</i>	< 1	2.2	1 – 40
TiO ₂	< 1	3.9	3 – 30*
SiC	5 – 15	3.2	4 – 35
Basalt	< 100	3.3	2 – 20
Graphit	< 20	2.2	2 – 50
Eisen	6 – 9	7.9	keine Lev.
Glas (sphärisch)			
<i>einzel</i>	1000	2.5	keine Lev.
<i>einzel</i>	40 – 70	2.5	keine Lev.
<i>Aggregate</i>	40 – 70	2.5	2 – 7*

*Keine kontinuierliche Levitation

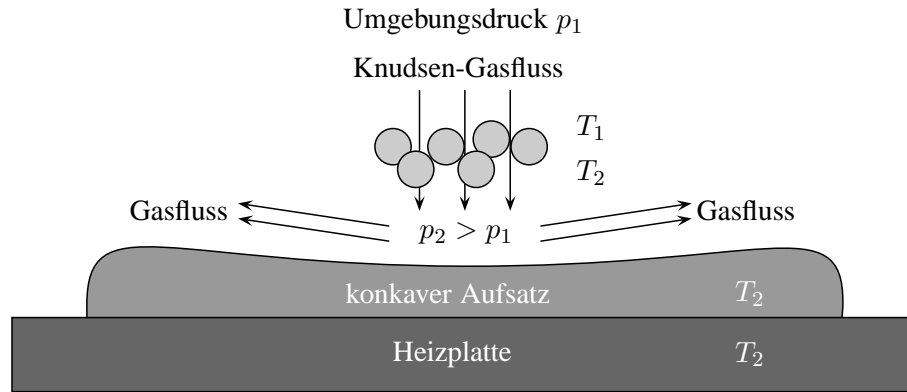


Abb. 41 – Prinzip der Knudsen-Levitationsexperimente. Der Temperaturunterschied über dem Teilchen induziert einen Knudsen Kompressor Effekt und Gas kriecht durch die Poren des Aggregates. Ein Überdruck, der sich unter dem Aggregat aufbaut, lässt das Aggregat levitieren.

Wie in Kapitel 4.3 diskutiert wurde, bewegt sich Gas, dessen mittlere freie Weglänge vergleichbar ist mit den relevanten geometrischen Abmessungen (hier: Die Poren-Mikrokanäle des Aggregates) aufgrund des Knudsen Kompressor Effekts von kalt nach warm - im Falle der Staubaggregate (der Ansammlung von Mikrokanälen) also von der kälteren Oberseite durch das Staubaggregate hindurch in Richtung der wärmeren Unterseite. Ganz ähnlich einem Hovercraft baut sich unter dem Staubaggregat ein Überdruck auf, der das Aggregat anhebt. Mit zunehmender Levitationshöhe entweicht mehr und mehr Gas zu den offenen Seiten unter dem Aggregat. Es gibt also eine bestimmte Höhe bei dem sich eine stabile Levitation einstellt.

Das schwebende Teilchen selbst aber auch die Levitationshöhe sind klein im Vergleich zur Ausdehnung der Heizplatte. Die Temperatur an der Unterseite des Aggregats ist damit bestimmt durch die thermische Strahlung der Heizplatte mit der Temperatur T_2 (siehe auch Abb. 41). Die Oberfläche des Staubteilchens kühlt durch thermische Strahlung. Der Verlust wird mittels Wärmeleitung durch das Aggregat der Höhe d ausgeglichen

$$\sigma T_1^4 = \frac{\kappa}{d} (T_2 - T_1). \quad (56)$$

Schätzt man die thermische Leitfähigkeit mit $\kappa = 0.1 \text{ W/(m K)}$ ab ergibt sich für ein $100 \mu\text{m}$ dickes Aggregat eine Oberflächentemperatur von $T_1 = 780 \text{ K}$ wenn die Heizplatte bei $T_2 = 800 \text{ K}$ betrieben wird (Kelling und Wurm, 2009). Ein induzierter Überdruck Δp , der auf die Fläche A der Unterseite des Aggregats wirkt, kann dieses Teilchen heben, wenn diese Flächenkraft $F_{kn} = \Delta p A$ mindestens die Gravitation $F_G = A d \rho f g$ kompensiert

$$\frac{F_{kn}}{F_G} = \frac{\Delta p_{min} A}{A d \rho f g} = 1. \quad (57)$$

Für $\rho = 2600 \text{ kg/m}^3$, $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ und dem Füllfaktor $f = 0.3$ ist ein Überdruck von $\Delta p_{min} \simeq 1 \text{ Pa}$ ausreichend um ein $d = 100 \mu\text{m}$ Aggregat zu heben (Kelling und Wurm, 2009).

Betrachtet man nun das Aggregat als eine Ansammlung von Mikrokanälen mit einem Temperaturunterschied von $\Delta T = 20 \text{ K}$ zwischen Ober- und Unterseite, erhält man mit

Glg.(23),

$$\Delta p = p_{avg} \frac{Q_T}{Q_P} \frac{\Delta T}{T_{avg}}, \quad (58)$$

und mit einem mittlerem Umgebungsdruck $p_{avg} = 10^3$ Pa, einer mittleren Temperatur $T_{avg} = 790$ K sowie $Q_T/Q_P = 0.2$ (Muntz et al., 2002) einen induzierten Überdruck von 5 Pa. Vergleicht man dies mit dem oben berechneten $\Delta p_{min} = 1$ Pa, ergibt sich ein Verhältnis von $\Delta p/\Delta p_{min} \simeq 5$. Damit können Aggregate auch bei weniger perfekt angenommenen Bedingungen schweben. Da der Levitationseffekt ein Druckeffekt ist, ist er (in gewissen Grenzen) unabhängig von der lateralen Ausdehnung der Staubaggregate. Ebenfalls ist zu erwarten, dass die Knudsenlevitation (in Grenzen) unabhängig von der Höhenausdehnung des Teilchens ist. Je ausgedehnter das Teilchen in seiner Höhe ist, desto größer wird auch der Temperaturunterschied über dem Teilchen (Glg.(56)).

Sind mehrere Staubaggregate über der konkaven Heizplatte, so werden alle Teilchen durch die konkave Form in die Mitte getrieben und Interaktionen/Kollisionen zwischen den Staubteilchen können beobachtet werden. Neben den Eigenbewegungen der Teilchen (Translation und Rotation) zeigen sich noch folgende Wechselwirkungen:

- Sich annähernde Aggregate werden meist gebremst. Sie können sogar komplett abgebremst und berührungsfrei auseinandergetrieben werden.
- Aggregate können bei genügend hoher Stoßgeschwindigkeit zusammenhaften (*hit-and-stick*) und bilden ein gemeinsames, größeres Aggregat (Staubwachstum durch Kollision).
- Stoßende Aggregate können von einander abprallen (*bouncing*) und bleiben separierte Aggregate.

In Abb. 42 ist eine Serie mit einem Zusammenstoß zweier Staubteilchen mit Haftung (A1 – A3, *hit-and-stick*) als auch eine Serie einer Abstoßung bei Annäherung gezeigt (B1 – B3).

Die Trajektorien der drei auftretenden Wechselwirkungen (Stoß mit Haftung, Stoß ohne Haftung und eine Annäherung mit Abstoßung ohne Berührung) zwischen zwei Teilchen

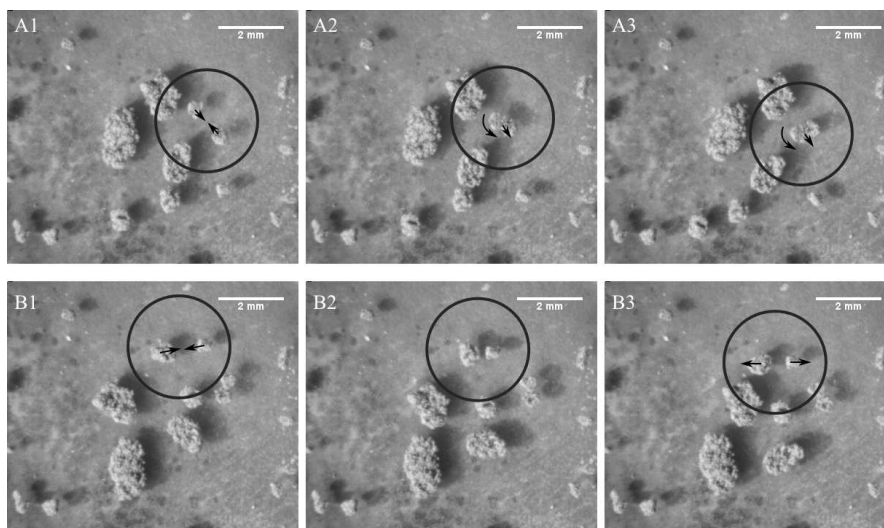


Abb. 42 – Beispiel eines Stoßes zweier Teilchen mit Haftung (A1 – A3, *hit-and-stick*, Kollisionsgeschwindigkeit 7 cm/s) und einer Abstoßung (B1 – B3) bei ähnlicher Geschwindigkeit (geraden Pfeile: Translation; runde Pfeile: Rotation).

sind in Abb. 43 exemplarisch gezeigt (Kelling und Wurm, 2009). Das Abbremsen der Teilchen bei ihrer Annäherung ist hier deutlich zu erkennen (eingezeichnete Parabeln).

Die Wechselwirkungen unter den Teilchen sind i.A. häufig (in der Größenordnung von 10 Stößen/s) zu beobachten. Die beschriebenen beobachteten Wechselwirkungen stimmen gut mit der Theorie der Knudsen-Levitation überein: Das Abbremsen und Abstoßen bei der Annäherung zweier oder mehr Teilchen bewirkt der seitliche Gasfluss unter den Aggregaten - der auch eine Haftung zwischen stoßenden Teilchen verhindern kann. Es konnte ebenfalls beobachtet werden, dass sich mit der Variation des Druckes auch die Levitationshöhe – also die Effizienz des Knudsen Kompressor Effekts – in geringem Maße ändert. Viele weitere Details und Aspekte der wechselwirkenden Teilchen sind auch in einer dazu angefertigten Diplomarbeit dargestellt (Jankowski, 2011). Der Effekt der Knudsen Levitation von Aggregaten bildet die Basis vieler weiterer Arbeiten und Experimente, wie z.B. in denen von Jansing (2011) oder Aumatell und Wurm (2011).

Die Eruptionen nach dem Ausschalten der Lichtquelle und die hier vorgestellten Staublevitationen lassen weiter den Schluss zu, dass in einer Staubprobe mit Temperaturunterschieden bei mbar Umgebungsdrücken der Knudsen Kompressor Effekt (thermisches Kriechen) ein generelles Phänomen ist.

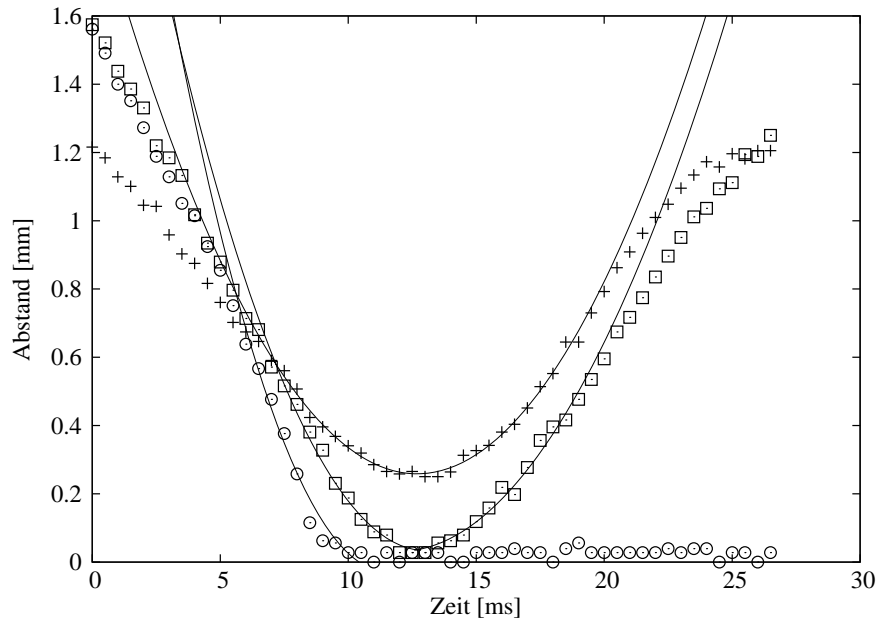


Abb. 43 – Trajektorien der drei auftretenden Wechselwirkungen bei Annäherung von zwei Teilchen. Dargestellt ist der minimale Abstand zwischen den Teilchen. Die durchgezogenen Linien sind ein Parabelfit, um die abbremsende Kraft ($F_{gas} \propto a_{gas}t^2$) darzustellen (Kelling und Wurm, 2009).

5.5 Partikellevitation: Eis-Aggregate

Wie in Kapitel 3.1 beschrieben, bildet Eis einen Großteil des soliden Materials in protoplanetaren Scheiben. Motiviert durch die Levitation von Staubaggregaten wurden auch erste Versuche mit porösem Eis durchgeführt. Nach Glg.(23) ist für das Levitieren von Aggregaten neben dem Temperaturunterschied über dem Teilchen vor allem die absolute Temperatur entscheidend. Die Idee war daher, die Temperaturskala nach unten zu verschieben, um zu testen, ob auch dann Teilchenlevitationen möglich oder sogar effizienter sind (der Überdruck ist $\propto T_{avg}^{-1}$). Es zeigte sich, dass nicht nur die eigentliche Levitation von Staub- und Eisaggregaten dicht über der Oberfläche bei geringeren Temperaturen möglich ist, sondern dass auch einzelne, kleinere ($< 100 \mu\text{m}$) Eisteilchen frei schwebend in deutlich größerer Höhe (cm) lokal fixiert werden – und das bis zu Minuten (Kelling, Wurm und Dürmann, 2011). Frei schwebende aber lokal fixierte Eisteilchen sind ein Novum und bieten die Möglichkeit vieler experimenteller Untersuchungen wie z.B. die Untersuchungen von Partikelrotationen in Eymeren und Wurm (2011).

Abb. 44 zeigt den prinzipiellen Versuchsaufbau, mit dem die Experimenten der Knudsen-

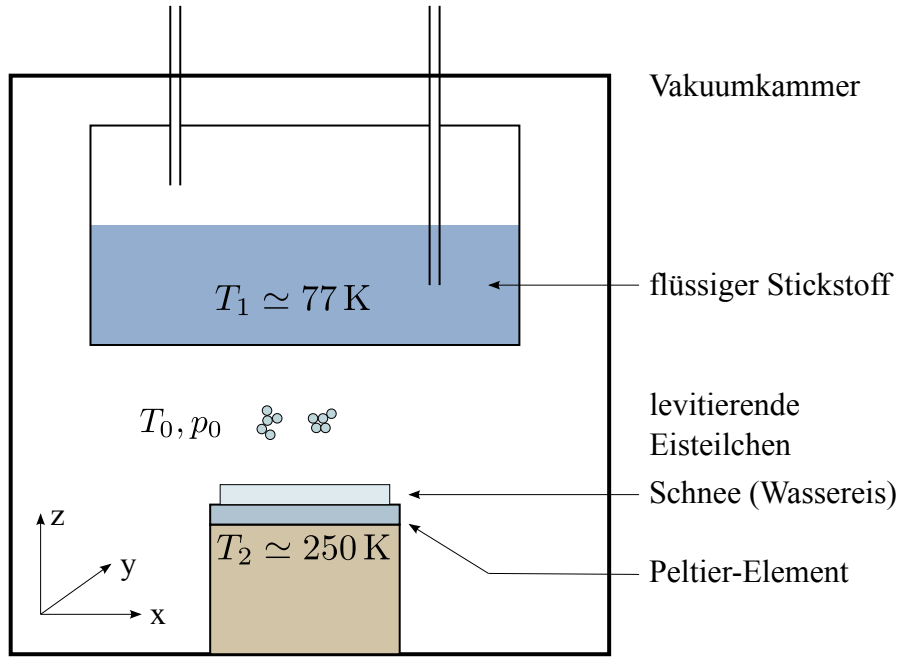


Abb. 44 – (farbig) Aufbau zur Eislevitation. In einer Vakuummkammer befinden sich ein Peltier-Element und ein Behälter mit flüssigem Stickstoff. Auf dem Peltier-Element ist poröses Eis platziert. Bei Drücken von einigen mbar lösen sich Eispartikel aus der Schneeoberfläche und einige davon schweben bis zu Minuten in konstanter Höhe z . Die durch den Knudsen Kompressor Effekt dicht über der Oberfläche levitierende Aggregate sind hier nicht gezeigt (Kelling, Wurm und Dürmann, 2011).

Levitationen von Eis aber auch – und vor allem – das fangen und fixieren von einzelnen und mehreren frei schwebenden Eisaggregaten durchgeführt wurde.

Der Aufbau besteht aus einer Vakuummkammer, in der sich ein Peltier-Element und 25 mm darüber ein Behälter (Durchmesser $d = 15$ cm) mit flüssigen Stickstoff ($T_1 \simeq 77$ K) befinden. Poröses H_2O -Eis wird auf dem auf $T_2 \simeq 250$ K gekühlten Peltier-Element platziert. Bei Drücken von i.d.R. $0.1 < p < 10$ mbar fangen einzelne Eisaggregate – ganz ähnlich den Staubaggregaten in Kapitel 5.4 – an dicht über der Peltier-Element Oberfläche zu levitieren. Desweiteren lösen sich aus der Schneeschicht ebenfalls einzelne, kleinere Eisaggregate und propagieren entweder komplett bis zum Stickstoffbehälter und kollidieren mit diesem oder sie verharren in einer gewissen Höhe (meist auf halber Strecke) zwischem dem Peltier-Element und dem Stickstoffbehälter – Abb. 45 zeigt solche frei schwebenden Eisaggregate.

Selten gibt es auch herausgeschleuderte Eisteilchen die wieder zurück auf die Schneeoberfläche fallen. Abb. 46 zeigt die Trajektorien der Eisaggregate zwischem dem Peltier-

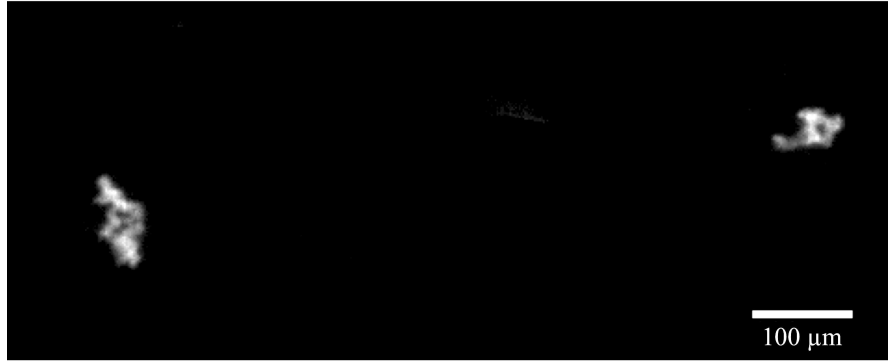


Abb. 45 – Exemplarisch sind zwei in größerer Höhe (cm) schwebende Eisteilchen gezeigt (Kelling, Wurm und Dürmann, 2011).

Element und dem Stickstoffbehälter. Die Trajektorien variieren mit der Höhe, die durchgezogenen Linien in Abb. 46 sind Fits entsprechend den durchgeführten Simulationen (s.u.).

Für die levitierenden Eisaggregate, die sich dicht über dem Peltier-Element bewegen, werden sehr ähnliche Wechselwirkungen wie für die Staubaggregate in Kapitel 5.4 beobachtet. Sie können ebenfalls bis cm groß sein und sind meist lateral deutlich weiter ausgedehnt als sie hoch sind. Der Levitationsmechanismus für diese Eisaggregate ist somit ebenfalls ein durch den Knudsen Kompressor Effekt hervorgerufener Überdruck unter dem Eisteilchen. Damit konnte gezeigt werden, dass der Knudsen Kompressor Effekt auch bei niedrigen Temperatur und auch für Eisaggregate funktioniert. Der Zugang zu Eisexperimente wie z.B. Sublimationsprozessen ist damit offen (Aumatell und Wurm, 2011).

Anders sieht es für die kleineren, in deutlich größerem Abstand zum Peltier-Element schwebenden Eisteilchen aus. Mit einer Levitationshöhe von cm kann kein lokaler, vom Teilchen selbst erzeugter Überdruck die Ursache des Schwebens sein. Vielmehr induzieren die verschiedenen Temperaturen und Temperaturgradienten des experimentellen Aufbaus thermophoretische und photophoretische Kräfte, die die Eis-Aggregate lokalisiert schweben lassen.

Mittels einer kommerziellen Software (Comsol Multiphysics 4) wurden sowohl die Temperaturverteilung als auch die Gas-Konvektionsgeschwindigkeiten in der Vakuumkammer modelliert. Abb. 47 zeigt die Temperaturverteilung des Experimentaufbaus in der Vakuumkammer (Kelling, Wurm und Dürmann, 2011).

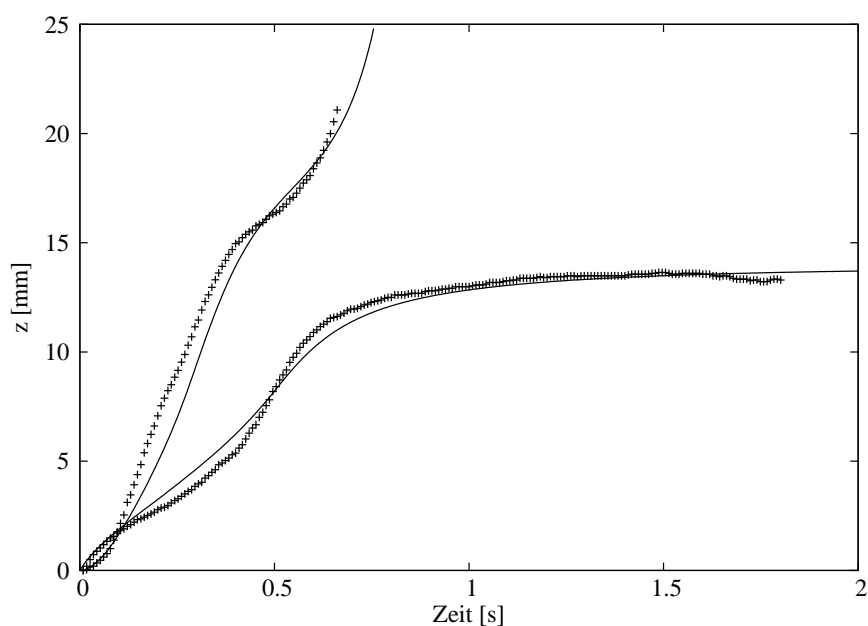


Abb. 46 – Trajektorien von Eispartikeln. Gelöste Eispartikel propagieren meist entweder bis zum Stickstoffbehälter und kollidieren mit diesem, wobei sie nahe des Behälters beschleunigt werden, oder sie schweben bis zu Minuten auf nahezu konstanter Höhe z . Einige wenige fallen auch zurück auf die Oberfläche (hier nicht gezeigt). Die durchgezogenen Linien sind Fits an die Daten durch die im Text beschriebene Theorie und Simulation (Kelling, Wurm und Dürmann, 2011).

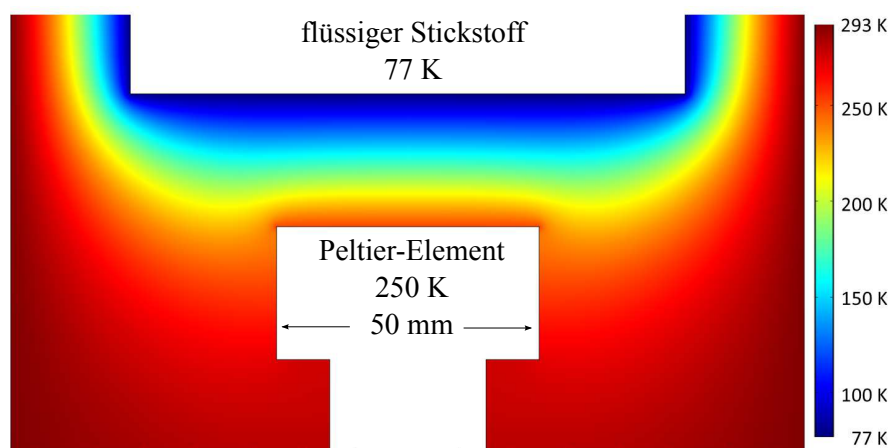


Abb. 47 – (farbig) Ergebnis der Simulation für die Temperaturverteilung in der Vakuumkammer mit dem (idealisierten) Experimentaufbau (Kelling, Wurm und Dürmann, 2011).

Temperaturstrahlung aber auch Temperaturgradienten induzieren bei mbar Drücken erhebliche thermophoretische und photophoretische Kräfte (siehe auch Kapitel 4.2 und Kapitel 4.1). Sind sie stärker als die Gravitation, können freie Teilchen levitieren. In der Vakuumkammer, in der die Experimente durchgeführt wurden, wirken im Grunde vier Kräfte auf die Eisteilchen (die expliziten Kraftwerte ergeben sich aus der Simulation mit den Parametern in Tab. 5):

Thermophorese F_{th} . Die Temperaturgradienten im Gas induzieren eine thermophoretische Kraft (Glg.(16)) auf die Eisteilchen. Die Thermophorese wirkt entlang des Temperaturgradienten und ist proportional zu ihm. Die induzierten Kräfte sind von der Größenordnung 10^{-10} N.

Photophorese F_{ph} . Die Temperaturstrahlung des Peltier-Elements aber vor allem bei steigender Levitationshöhe die strahlende, wärmere Kammer induzieren einen Temperaturgradienten über dem Eisteilchen und somit eine photophoretische Kraft (Glg.(8)) auf das Teilchen. Die Photophorese wirkt in Richtung von warm nach kalt und ist ebenfalls von der Größenordnung 10^{-10} N.

Gasreibung durch Konvektion F_{gas} . Durch die Temperaturunterschiede in der Kammer gibt es eine Gasbewegung die wiederum eine Kraft (s.u.) auf die Eisteilchen ausübt. Die maximale Größenordnung dieser Kraft liegt bei 10^{-12} N.

Gravitation F_G . Auf die Eisteilchen wirkt auch eine Gravitationskraft, die ebenfalls in der Größenordnung 10^{-10} N liegt.

Die Photophorese F_{ph} und Thermophorese F_{th} bestimmen sich nach den schon im Kapitel 4.1 und Kapitel 4.2 besprochenen Gleichungen (Glg.(8) und Glg.(16)). Die durch Gasreibung auf die Teilchen wirkende Gaskraft bei großen Knudsenzahlen ist

$$F_{gas} = c_W \frac{mv}{\tau} \quad (59)$$

wobei c_W der Strömungswiderstandskoeffizient, m die Teilchenmasse, v die Teilchengeschwindigkeit.

Tab. 5 – Parameter der Simulation der levitierenden Eisteilchen (Kelling, Wurm und Dürmann, 2011).

Druck	$p = 1.5 \text{ mbar}$
Teilchengröße	$a = 30 \text{ } \mu\text{m}$
Teilchendichte	$\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$
Füllfaktor	$f = 0.13$
therm. Leitfähigkeit	$\kappa_p = 4 \times 10^3 \text{ W/(m K)}$
Strömungskoeffizient	
<i>Levitation</i>	$c_W = 0.1$
<i>Propagation</i>	$c_W = 0.03$

schwindigkeit und τ die Gas-Teilchen Kopplungszeit ist mit (Blum et al., 1996)

$$\tau = \varepsilon \frac{m}{\sigma} \frac{1}{\rho_g \bar{c}}. \quad (60)$$

Hier ist $\varepsilon = 0.7$ ein empirischer Faktor, m wieder die Teilchenmasse, σ dessen geometrischer Wirkungsquerschnitt, ρ_g die Gasdichte und $\bar{c} = \sqrt{(8k_B T)/(\pi m_g)}$ die mittlere thermische Geschwindigkeit der Gasmoleküle. Im Gleichgewicht (Levitationshöhe) muss die Summe aller Kräfte in z -Richtung Null sein

$$F_{th_z} + F_{ph_z} + F_G + F_{gas_z} = 0. \quad (61)$$

Die angepassten Parameter der Simulation für ein im Minimum der Gesamtkraftkurve levitierendes Teilchen sowie für ein bis zum Stickstoffbehälter propagierendes Teilchen sind in Tab. 5 zusammengefasst. Mit den Daten aus den Simulationen konnten die Kräfte bestimmt werden. In Abb. 48 ist die Thermo- und Photophorese sowie auch die Summe aller Kräfte aufgetragen (Kelling, Wurm und Dürmann, 2011).

Das Minimum der Gesamtkraftkurve – und damit der Levitationspunkt für die Eisteilchen – und die experimentell bestimmte Levitationshöhe als auch die gemessenen Trajektorien (vgl. Abb. 46) können gut mit der Theorie der photo- und thermophoretischen

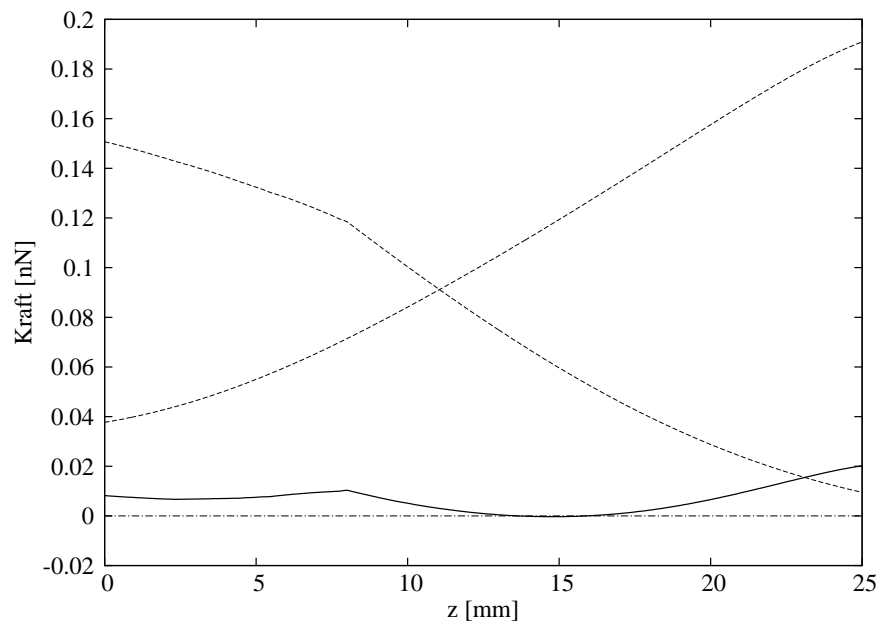


Abb. 48 – Kräfte auf Eisaggregate (Parameter Tab. 4). Die durchgezogene Linie ist die Gesamtkraft und die beiden gestrichelten Linien zeigen noch explizit die Thermophorese (abnehmend mit steigender Levitationshöhe) und die Photophorese (zunehmend mit steigender Levitationshöhe). Die gestrichelt-gepunktet Linie markiert die Null.

Kräfte in Einklang gebracht werden. Viele Eisteilchen im Experiment schweben nicht mittig im experimentellen Aufbau. Dies kann zum Einen mit dem sehr schwachen und leicht variierenden, horizontalen Temperaturgradienten in der Mitte des Aufbaus liegen, wodurch sich der Levitationspunkt in x, y -Richtung verschieben kann. Zum Anderen gibt es aber auch wesentliche Unterschiede zwischen dem expliziten experimentellen Aufbau und der Simulation, z.B. sind viele Details des Experiments wie Wasser Zu- und Ableitungen, elektrische Leitungen, unregelmässige Formen der Vakuumkammer uvm., nicht direkt in die Simulation eingearbeitet. Daraus können abweichende Temperaturverteilungen und -gradienten resultieren.

Der Aufbau zu den Eis-Levitationen konnten von Eymeren und Wurm (2011) genutzt werden um die Rotation und Ausrichtung von levitierten Eisteilchen zu bestimmen.

6 Astrophysikalische Anwendungen

Die beschriebenen Experimente und theoretischen Überlegungen haben direkte Anwendungen einerseits in der Frühphase der Planetenentstehung in protoplanetaren Scheiben, wo Partikeleruptionen z.B. auf nach innen driftenden Planetesimalen induziert werden, und andererseits auf planetaren Körpern mit Restatmosphäre (hier speziell der Mars).

6.1 Partikeleruptionen in Protoplanetaren Scheiben

Die in den Kapiteln 5.1, 5.2 und 5.3 beschriebenen Partikeleruptionen haben zwei sehr konkrete Anwendungen in einer protoplanetaren Scheibe und bieten Erklärungen für die beiden auf Seite 10 angedeuteten Probleme des Planetenentstehungsmodells.

Im inneren, optisch dünnen Bereich von protoplanetaren Scheiben sind leicht die für die Partikeleruptionen benötigten Intensitäten von $I > 10 \text{ kW/m}^2$ präsent (bei einem sonnenähnlichen Stern z.B. existieren ab 0.3 AU einwärts Intensitäten von mehr als 10 kW/m^2) – und das bei Gasdrücken von bis zu mbar (Wood, 2000): Ideale Bedingungen um auf staubigen Körpern Partikeleruptionen zu induzieren. Auf rotierenden Körpern treten zusätzlich Knudsen Eruptionen durch sich rasch bewegend Schatten auf. Eine Idee dieser Anwendung zeigt Abb. 49 (Kelling et al., 2011).

Größere Objekte driften durch die Gasreibung in der protoplanetaren Scheibe relativ schnell mit bis zu einem AU in 10^2 Jahren radial auf den zentralen Stern zu (Weidenschilling, 1977). Beim Übergang vom optischen dicken Bereich der Scheibe zum optischen dünnen wird der driftende Körper mehr und mehr der intensiven Strahlung des zentralen Stern ausgesetzt. Ist die Intensität hoch genug und der Druck ausreichend, dann werden kontinuierlich auf der beleuchteten Seite des Körpers photophoretische Partikeleruptionen induziert (Kelling et al., 2011).

Rotiert der driftende Körper, gelangen immer wieder Bereiche seiner Oberfläche in den Schatten, sei es am Terminator (Licht-Schatten Grenze) oder durch Schatten werfende Oberflächenunregelmäßigkeiten. Durch diesen Wechsel von Licht und Schatten werden zusätzlich die wesentlich stärkeren Knudsen Eruptionen (lokal) ausgelöst (Kelling et al., 2011).

Ein nach innen, radial auf den zentralen Stern zu driftender staubiger Körper wird also

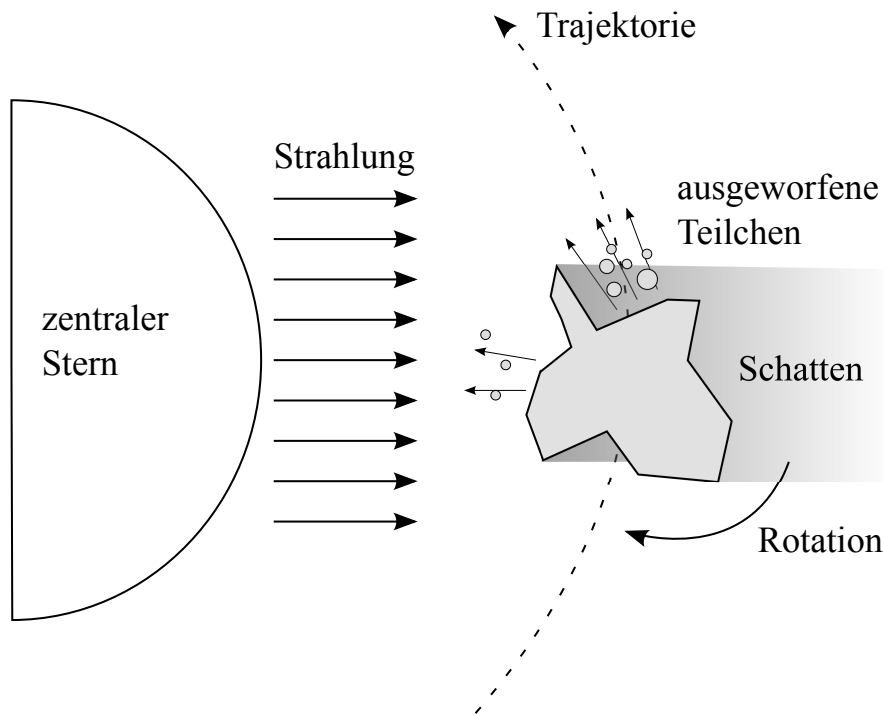


Abb. 49 – Radial einwärts driftender Körper in einer protoplanetaren Scheibe. Sobald das (rotierende) Objekt in den optisch dünnen Bereich der Scheibe eintritt, ist es der intensiven Strahlung des Stern ausgesetzt. Dadurch werden auf der beleuchteten Seite des Objekts kontinuierlich photophoretische Partikeleruptionen ausgelöst. Wird die beleuchtete Seite in den Schatten gedreht werden zusätzlich Knudsen Eruptionen induziert (z.B. aber auch durch Schatten werfende Oberflächenunregelmäßigkeiten, Kelling et al. (2011)).

Tab. 6 – Parameter zur Abschätzung des Massenverlusts durch licht/schatten-induzierte Erosion (Kelling et al., 2011).

Teilchenradius	a	=	$50 \mu\text{m}$
Dichte	ρ	=	2900 kg/m^3
Füllfaktor	f	=	0.3
Auswurffläche	A	=	1 cm^2
Auswurfrate			
<i>photophoretisch</i>	R_{ph}	=	$1 \text{ Teilchen}/(\text{s cm}^2)$
<i>Knudsen Kompressor</i>	R_{kn}	=	$100 \text{ Teilchen}/(\text{s cm}^2)$

zumindest partiell durch die Partikeleruptionen erodiert. Die in Kapitel 5 durchgeführten Experimente lassen eine Abschätzung des Erosioneffektes zu (Kelling et al., 2011). Mit den in Tab. 6 angegebenen Parametern ergeben sich für die photophoretischen Eruptionen (aktive Lichtquelle) und für die Knudsen Eruptionen (Licht-Schatten Wechsel) Verlustraten von

$$\frac{dm}{dt dA} = 10^{-5} \frac{\text{kg}}{\text{s m}^2} \quad \text{aktive Beleuchtung} \quad (62)$$

$$\frac{dm}{dt dA} = 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{s m}^2} \quad \text{Licht-Schatten wechsel.} \quad (63)$$

Vereinfacht hieße dies für einen runden, einseitig komplett ausgeleuchteten 100 m Körper, der für eine Umdrehung 10 Stunden benötigt, dass er durch die photophoretischen Eruptionen bis zu 1 kg/s und durch die Knudsen Eruptionen am Terminator bis zu 10^{-2} kg/s verlieren kann. In diesem einfachen Model würde so ein Körper alleine durch die photophoretische Erosion in wenigen 100 Jahren erodiert werden – dabei ist nicht berücksichtigt, dass sich natürlich die Verlustrate mit der Größe ändern wird und auch nicht, dass die Verlustraten durch die im Vergleich zur Erdgravitation deutlich geringere Eigengravitation dieser Körper erhöht ist (wenigstens um eine Faktor 2, siehe Kapitel 5.2). Die licht induzierten Erosioneffekte können einen driftende Körper (partiell) erodieren. Gleichzeitig werden durch die Partikelauwürfe aber auch μm Staubpartikel erzeugt (siehe auch Abb. 22).

Damit lassen sich direkt die beiden auf Seite 10 angesprochenen Probleme des Planeten-

entstehungsmodells angehen: Selbst wenn nun größere Körper in einer protoplanetaren Scheibe nach innen driften, so sind sie nicht länger durch die Akkretion des Sterns für die Planetenentstehung verloren sondern sie werden erodiert. Durch staubige Körper in der optisch dünnen Zone der Scheibe werden μm Staubpartikel produziert. Diese Staubteilchen können erstens dem Formationsprozess der Planeten wieder zugeführt werden, aber auch zweitens durch Transportprozesse (s.u.) an die Oberfläche der Scheibe gebracht werden, wo sie dann von der Erde aus beobachtet werden (Haisch, Lada und Lada, 2001; Kelling und Wurm, 2011).

Entscheidend ist also auch, was nach den Partikelauwürfen mit den Teilchen geschieht. Damit die Partikel an die Oberfläche oder auch radial nach außen zurück in die aktive Zone der Planetenentstehung gelangen, müssen Kräfte auf die ausgeworfenen Teilchen wirken. Wie z.B. Krauss et al. (2007), Wurm und Haack (2009), Wurm et al. (2010) und Moudens et al. (2011) zeigten, ist Photophorese ein sehr geeigneter Kandidat als Transportprozess von Teilchen in protoplanetaren Scheiben.

In Kelling und Wurm (2011) haben wir gezeigt, dass durch Photophorese und Gasreibung rasch eine Trennung von größeren und kleineren ausgeworfenen Teilchen stattfindet: Photophorese, induziert durch die direkte Strahlung des Sterns auf die ausgeworfenen Teilchen, beschleunigt die Teilchen, bis die Gasreibung jede weitere Beschleunigung dämpft und ein Gleichgewicht zwischen Photophorese und Gasreibung hergestellt ist. Für große Knudsenzahlen ist die Gasreibung (Glg.(59) aus Kapitel 5.5)

$$F_{gas} = c_W \frac{mv}{\tau}, \quad (64)$$

wobei hier $c_W = 1$ hier der Strömungswiderstandskoeffizient, m die Partikelmasse, v die Partikelgeschwindigkeit im Gas und τ die Gas-Partikel Kopplungszeit ist, welche gegeben ist durch Glg.(60) aus Kapitel 5.5

$$\tau = \varepsilon \frac{m}{\sigma} \frac{1}{\rho_g \bar{c}}. \quad (65)$$

Für ein Teilchen mit konstanter thermischer Leitfähigkeit lässt sich die Photophorese

Tab. 7 – Parameter zur Abschätzung der Driftgeschwindigkeit (Kelling und Wurm, 2011).

Akkomodationskoeff.	α	=	1
emp. Faktor	ε	=	0.7
Asymmetriefaktor	$ J_1 $	=	0.5
Lichtintensität	I	=	10 kW/m ²
therm. Leitfähigkeit	κ_p	=	0.01 W/(m K)
Temperatur	T	=	10 ³ K

nach Rohatschek (1995) schreiben als

$$F_{ph} = \frac{\pi \alpha p}{T} \frac{J_1 I}{3 \kappa_p} a^3, \quad (66)$$

mit den in Tab. 7 angegebenen Parametern.

Im Gleichgewicht,

$$F_{ph} = F_{gas}, \quad (67)$$

erhält man mit $p = \rho_g T R / M$ ($M = 2.34 \times 10^{-3}$ kg/mol als molare Masse des Gases und $R = 8.3$ J mol⁻¹ K⁻¹ als universelle Gaskonstante) für die Driftgeschwindigkeit

$$v = \frac{\alpha \varepsilon J_1 R I}{3 \kappa_p M} \frac{1}{\sqrt{(8 k_B T) / (\pi m)}} a. \quad (68)$$

Mit den in Tab. 7 angegebenen Parametern ergeben sich Driftgeschwindigkeiten von $v = 10^{-1}$ m/s für 1 μ m Teilchen und $v = 10$ m/s für 100 μ m Teilchen. Größere und kleinere Teilchen werden also durch Photophorese rasch (radial) getrennt.

Während die größeren Teilchen zügig durch Photophorese radial auswärts getrieben werden, verweilen die kleineren Teilchen längere Zeit am Auswurfort und können z.B. durch

Turbulenz im inneren Bereich der protoplanetaren Scheibe an dessen Oberfläche transportiert werden, wo sie schlußendlich beobachtet werden. Durch die licht-induzierte Erosion werden also kontinuierlich μm produziert, die mit der totalen Massenbilanz- und verteilung der Scheibe im Einklang stehen. Dass μm Teilchen über die gesamte Lebensdauer einer protoplanetaren Scheibe beobachtbar sind, ist also nur scheinbar ein Widerspruch.

Die größeren ausgeworfenen Teilchen können durch Photophorese bis zum optisch dicken Bereich radial auswärts getrieben werden (im optisch dicken Bereich selbst ist die Strahlung des Sterns nicht mehr ausreichend um weitere, direkte photophoretischen Beschleunigungen zu induzieren). An dieser Grenze stehen sie wieder dem Aggregationsprozess zur Verfügung. Es ist denkbar, dass durch die durch den licht-induzierten Erosionsprozess zusätzlich zur Verfügung stehenden Teilchen die vorhandenen Körper an der Grenze rascher wachsen. Die Erosion von driftenden Körpern kann also die Planetenentstehung unterstützen aber auch eine Erklärung dafür geben, wie Staub über Jahrtausende an der Oberfläche einer protoplanetaren Scheibe präsent sein kann.

6.2 Partikeleruptionen auf planetaren Körpern: Mars

Wurm, Teiser und Reiss (2008) konnten zeigen, dass photophoretisch induzierte Partikeleruptionen auch auf dem Mars (im Folgenden auch mit σ gekennzeichnet) vorkommen können. Staubaktivitäten wie Staubstürme (mitunter sogar globale) oder auch Kleintromben (Staubteufel, *dust devils*) sind häufig beobachtete Phänomene auf dem Mars (Reiss, Zanetti und Neukum, 2011; Reiss et al., 2009; Stanzel et al., 2008; Balme und Greeley, 2006).

Mars ist unser nächster Nachbar auf dem Weg aus dem Sonnensystem heraus (Entfernung Sonne-Mars: im Mittel 1.5 AU, Ostlie und Carroll (2007)). Er ist, wie die Erde auch, ein Gesteinsplanet mit einem etwa halb so großen Radius (3400 km). Seine Schwerebeschleunigung am Äquator ist aufgrund der geringeren Masse folglich ebenfalls geringer als auf der Erde und liegt bei $g_{\sigma} = 0.38g$. Durch seinen größeren Abstand zur Sonne verringert sich die Solarkonstante E_0 (mittlere eingestrahlte Leistung der Sonne auf die Erdoberfläche) auf im Schnitt $E_{\sigma} \simeq 0.43E_0 \simeq 600 \text{ W/m}^2$. Der mittlere atmosphärische Druck liegt bei $p_{\sigma} \simeq 6 \text{ mbar}$ – variiert jedoch je nach Höhe der Oberfläche von bis zu 14 mbar in Tälern und unter 1 mbar auf km hohen Erhebungen wie z.B. inaktiven Vulkanen wie Arsia Mons oder Olympus Mons (Carr, 2006).

Alleine die Frage, wie Staub bei den geringen atmosphärischen Drücken auf dem Mars von der Oberfläche losgelöst und in die Atmosphäre transportiert werden kann, ist noch immer Gegenstand aktueller Diskussionen. Bei geringen atmosphärischen Drücken steigt die benötigte Windgeschwindigkeit um μm Partikel von einer Oberfläche zu lösen enorm an – 50 m/s und mehr scheinen realistisch für Staubpartikel unter Marsatmosphäre (Greeley et al., 1980). Die mittlere Windgeschwindigkeit auf dem Mars von 10 m/s liegt weit unter dieser Marke – wobei aber auch Geschwindigkeiten bis 30 m/s auftreten können (Hess et al., 1977; Haberle et al., 1999).

Bei Staubteufeln sind die Theorien etwas umfangreicher, da hier nicht nur die reine Windgeschwindigkeit der Kleintrombe über dem Grund ausschlaggebend ist sondern noch andere Faktoren wie z.B. ein Druckabfall im Innern eines solchen Staubteufels oder die Rotation eine Rolle spielen (Sinclair, 1973; Greeley et al., 2003; Balme und Greeley, 2006). Balme und Hagermann (2006) z.B. schlagen vor, dass Staubteufel nur durch den Druckabfall in ihrer Mitte den Staub von der Oberfläche herauslösen – allerdings lässt deren Theorie (monolage sphärischer Teilchen) keinen Schluss zu ob dieser Effekt in realen porösen Medien wie Staub signifikant ist.

Auf der anderen Seite sind die Druckbereiche auf dem Mars aber genau diejenigen, bei denen die lichtinduzierten Partikelauswürfe auftreten (siehe auch Kapitel 5). Nach Rohatschek (1995) ist die photophoretische Kraft $F_{ph} \propto I/T$, so dass sich nach Wurm, Teiser und Reiss (2008) die Schwelle für einen Partikelauswurf mit einem Faktor f schreiben lässt als

$$F_{ph} = F_G + F_C \tag{69}$$

$$\frac{I}{T} = (mg + F_C) f, \tag{70}$$

mit I als einfallende Lichtintensität, T als Temperatur, m als Masse des auszuwerfenden Teilchens, F_C als dessen Kohäsionsbindung und f als ein Parameter aller weiteren unbekannten Parameter wie z.B. die detaillierten Staub- und Gaseigenschaften. Im expliziten Falle des Mars ist $g = g_{\odot}$ sowie T die lokale Oberflächentemperatur und $I = E_{\odot}$ die einfallende Sonneneinstrahlung.

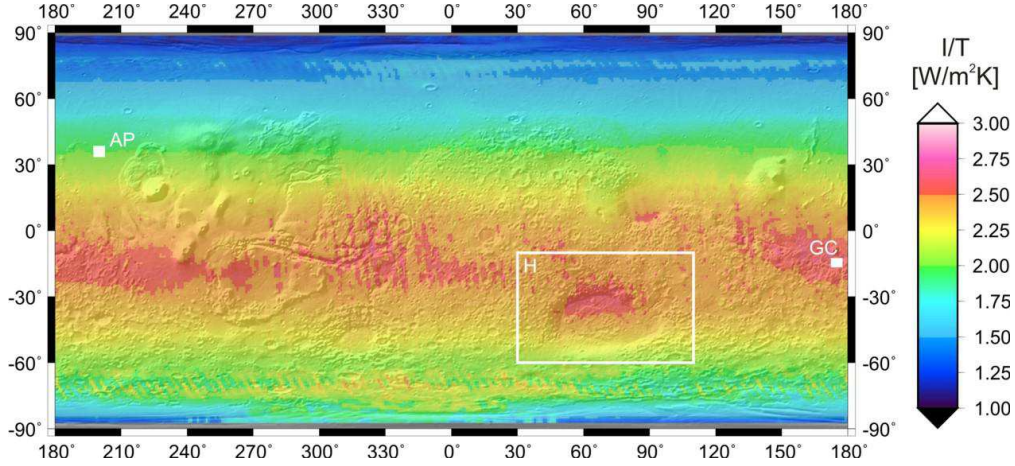


Abb. 50 – (farbig) Maximale I/T Werte auf dem Mars. Ab $I/T > 1.5 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$ können lokal auf dem Mars licht-induzierte Eruptionen ausgelöst werden (Wurm, Teiser und Reiss, 2008).

Nach Glg.(8) (und dessen Parametern mit $\delta = 0$), ist der Koeffizient f in Glg.(70) aus Wurm, Teiser und Reiss (2008)

$$f = \kappa_p \left(\frac{p}{p_{max}} + \frac{p_{max}}{p} \right) \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\pi \kappa}{3}} \bar{c} \eta a^2 J_1 \right)^{-1}. \quad (71)$$

Experimentell konnten Wurm, Teiser und Reiss (2008) zeigen, dass bei Marsgravitation und reduzierter Kohäsion ein Wert von $I/T > 1.5 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$ ausreicht, um in einer Basaltprobe Partikeleruptionen auszulösen. Aus Satellitendaten konnten Wurm, Teiser und Reiss (2008) weiter zeigen, dass Werte bis zu $I/T = 3 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$ auf dem Mars vorkommen (Abb. 50).

Dieses Ergebnis zeigt auf, dass bei einer Reduktion der Kohäsionkraft zwischen den einzelnen Teilchen licht-induzierte Partikelauswürfe auf dem Mars möglich sind. Um diesen Hinweis zu untermauern wurden in dieser Arbeit zusätzlich noch I/T Schwellwertexperimente für die Partikelauswürfe im Labor (1g) mit einem Marsstaub-Analogon (JSC Mars-1A, Orbital-Tech.-Corp. (2008)) über verschiedene Druckbereiche durchgeführt.

In Abb. 51 ist die Druckabhängigkeit der I/T -Schwelle (Glg.(70)) für den JSC Marsstaub dargestellt, also der minimale I/T -Wert, der nötig ist um einen Partikelauswurf zu induzieren. Das Minimum, $I/T = 10.6 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$, liegt bei 1 mbar für den JSC Staub

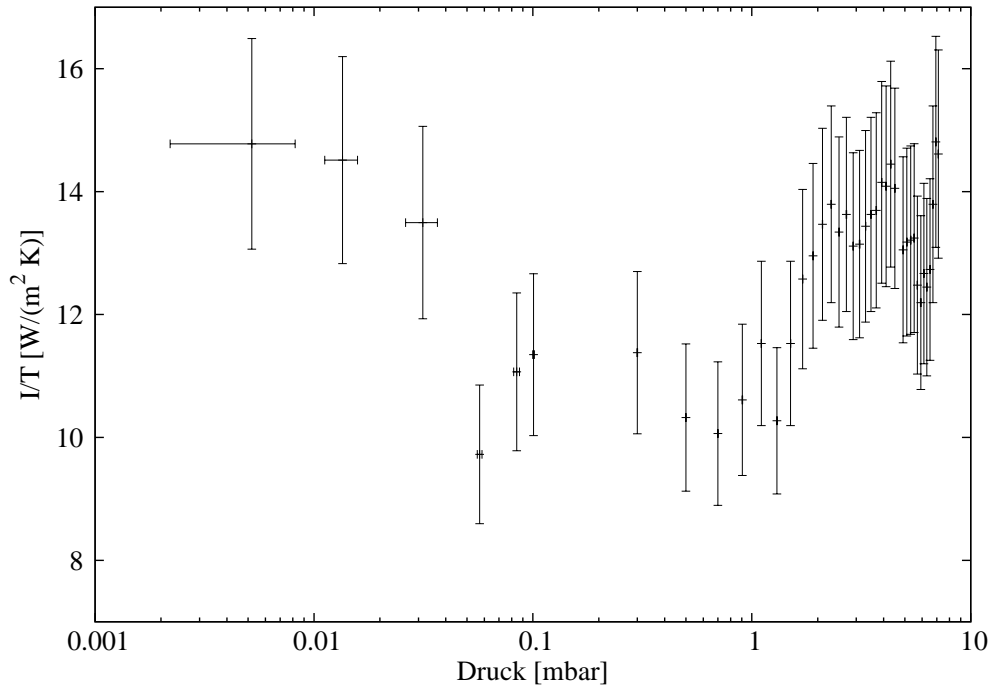


Abb. 51 – I/T -Schwellwert um im Labor ($1g$) Partikel auswürfe in dem Marsstaub-Analogon JSC Mars-1A zu induzieren. Das Minimum der Werte liegt bei 1 mbar.

mit voller Kohäsion. In dem Druckbereich des minimalen I/T -Werts (bei 1 mbar) wurde eine Messung mit reduzierter Kohäsion wiederholt – beide Ergebnisse sind in Abb. 52 noch einmal zusammengefasst.

Die durchgezogenen Linien in Abb. 52 sind eine Extrapolation der minimalen I/T -Werte über die Gravitation. Nach Glg.(70) muss erstens die Gerade der Schwelle ohne Kohäsion die Null schneiden und zweitens die Kohäsion einen konstanten Offset auf die Schwelle ergeben. Die Extrapolation der Schwelle ohne Kohäsion hin zu Marsgravitation ($0.38g$) ergibt, dass ein $I/T > 2.25 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$ ausreicht, um Teilchen auswürfe zu initiieren. Dieser Wert ist noch unter den auf den Mars vorkommenden I/T Werten. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass mit herabgesetzter Kohäsion licht-induzierte Partikel auswürfe auf dem Mars möglich sind, was die Resultate von Wurm, Teiser und Reiss (2008) unterstützt.

Zudem konnten Wurm, Teiser und Reiss (2008) zeigen, dass die Häufigkeit der auftretenden Staubeufel mit der Marsjahreszeit korreliert: Im Marssommer ist die einfallende Intensität (und damit der I/T -Wert) und die Häufigkeit der Staubeufel höher als im

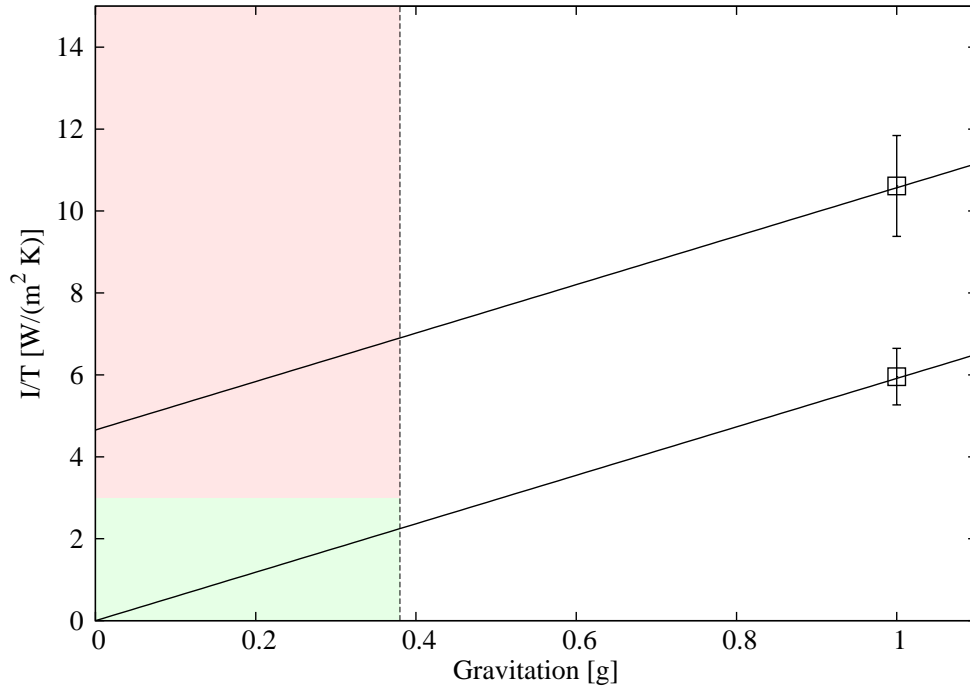


Abb. 52 – Bei dem Druck (1 mbar) des minimalen $I/T = 10.6 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$ in Abb. 51 (in dieser Abbildung der obere Datenpunkt) wurde eine Messung mit reduzierter Kohäsion wiederholt ($I/T = 6 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$, unterer Datenpunkt). Die beiden durchgezogenen Linien sind eine Extrapolation entsprechend Glg.(70). Die gestrichelte Linie markiert die mittlere Marsgravitation und der grüne Bereich deckt die auftretenden I/T auf dem Mars bis zum Maximum von $I/T = 3$ ab. Mit reduzierter Kohäsion sollte auf dem Mars $I/T > 2.25 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$ ausreichen, um Partikel auswürfe durch einfallendes Licht zu induzieren.

Marswinter.

Die Experimentergebnisse der Parabelflüge (Kapitel 5.2) deuten darauf hin, dass, wenn die Schwelle für die Partikeleruptionen auf dem Mars einmal erreicht ist, die Erosionsrate (Teilchen pro Zeit) aufgrund der geringeren Gravitation um bis zu einem Faktor zwei höher ist als die Auswurfrate unter Erdgravitation im Labor (Abb. 34).

Um nun explizit auf dem Mars licht-induzierte Partikelauswürfe hervorzurufen, muss die Kohäsion der Staubpartikel gesenkt werden. Wie kann aber die Kohäsion aktiv reduziert werden? Die Idee ist, dass z.B. bei Staubteufeln der vorhandenen Windwirbel (nicht sichtbar ohne Staub) durch die Gasgeschwindigkeit eine Kraft auf die Teilchen ausübt und somit die Schwelle für die Partikelauswürfe senkt, indem dieser Auftrieb der Kohäsionskraft entgegenwirkt – Windkanalexperimente bei mbar Drücken explizit zu dieser Problematik sind in Vorbereitung. Das Zusammenspiel des Windwirbels und der licht-induzierten Partikeleruptionen bewirkt, dass Partikel aus der Oberfläche herausgelöst werden und so den Wirbel mit Staub füllen: Der eigentliche Staubteufel wird sichtbar.

Es gibt noch weitere Beobachtungen, die die These der licht-induzierten Partikelauswürfe auf dem Mars stützen: Selbst auf sehr hohen Landerhebungen wie dem Arsia Mons (bis 17 km über dem Mars-Nullniveau, Abb. 53) sind aktive Staubteufel zu finden (Reiss et al., 2009; Reiss et al., 2011).

In solcher großer Höhen beträgt der mittlere atmosphärische Druck nur noch 1 mbar (Carr, 2006). Aus Satellitendaten konnte auch für den Arsia Mons die Temperatur und der I/T -Wert über die Jahreszeiten ermittelt werden (Abb. 54, Reiss et al. (2009); Reiss et al. (2011)).

Auch auf dem Arsia Mons sind $I/T > 2.25 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$ durchaus üblich - zu dem scheinen auch auf dem Arsia Mons die Staubteufel in den Zeiten höherer Lichteinstrahlung häufiger zu sein (Abb. 55, Reiss et al. (2009); Reiss et al. (2011)).

Um Teilchen von der Oberfläche in diesen extremen Höhen und geringen Drücken nur durch Wind zu lösen, müssten sehr hohe Windgeschwindigkeiten ($v \gg 50 \text{ m/s}$) vorhanden sein, die aber höchst unwahrscheinlich sind (Greeley et al., 1980).

Im Gegensatz dazu nimmt die Stärke der photophoretische Kraft für Staub hin zu Drücken von $p < 10 \text{ mbar}$ sogar noch zu (geringere I/T -Schwelle zum Auslösen der Par-

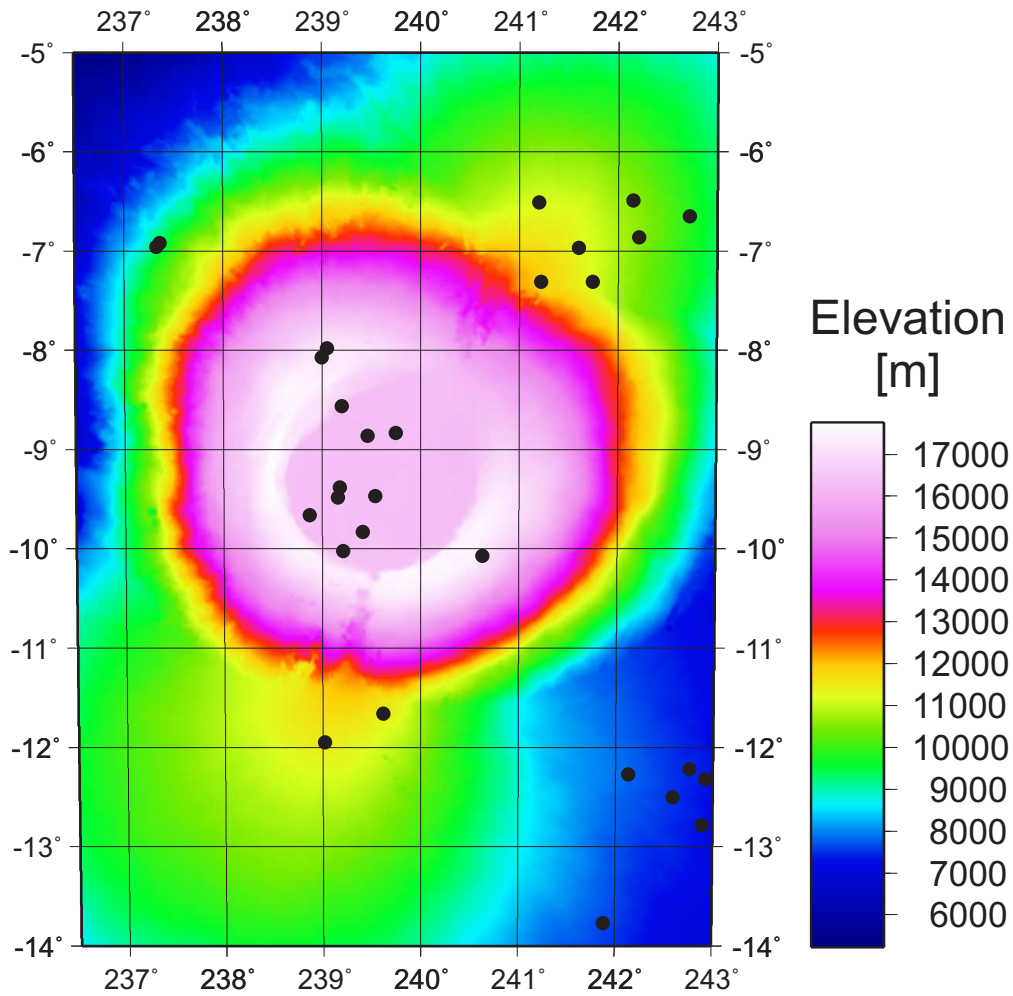


Abb. 53 – (farbig) Bodenniveau (*elevation*) des Arsia Mons mit beobachteten Staubeufeln (schwarze Punkte). In den extremen Höhen von 17 km ist der Umgebungsdruck ~ 1 mbar ($1^\circ \simeq 60$ km, Reiss et al. (2009); Reiss et al. (2011)).

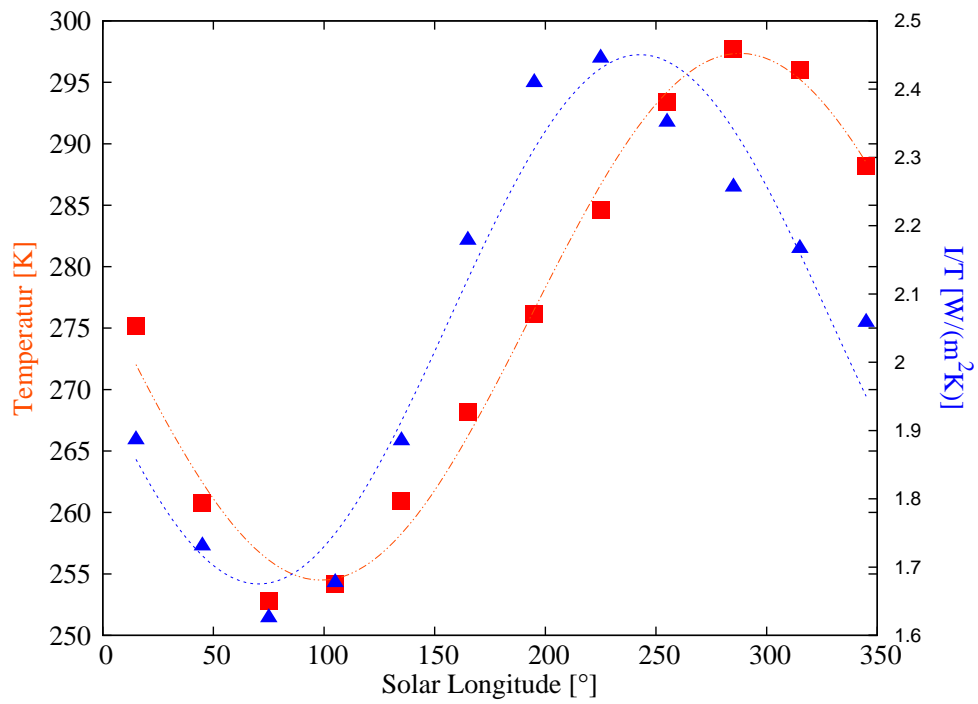


Abb. 54 – (farbig) Mittlere Temperatur (rot) und I/T -Wert (blau) auf dem Arsia Mons. Auch auf dem Arsia Mons kommen $I/T > 2.25 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$ vor (Reiss et al., 2009; Reiss et al., 2011).

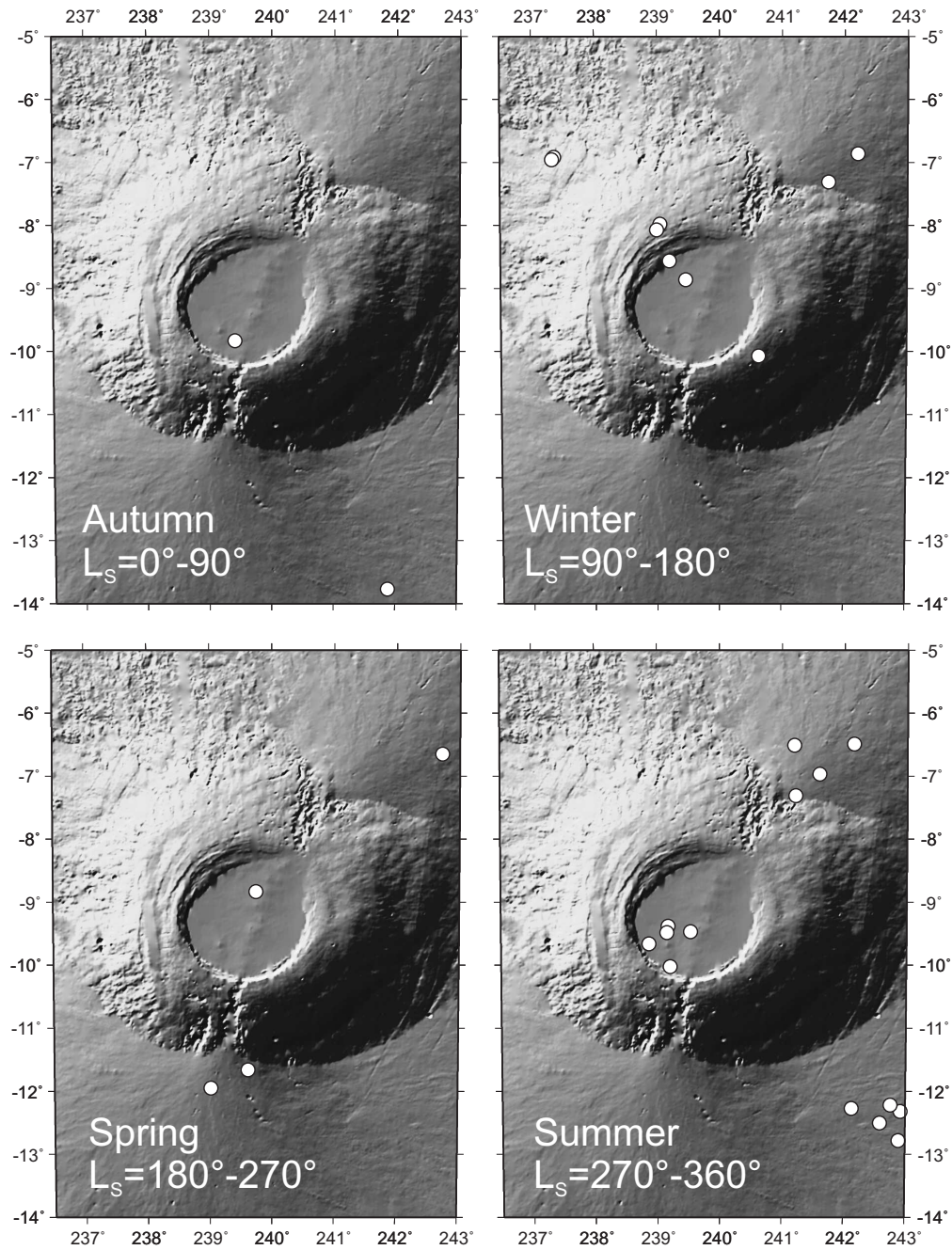


Abb. 55 – Beobachtete Staubteufel in den Mars-Jahreszeiten. Im Mittel scheinen aktive Staubteufel auch auf dem Arsia Mons häufiger in den warmen Jahreszeiten aufzutreten ($1^\circ \simeq 60$ km, Reiss et al. (2011)).

tikelauswürfe) und findet, nach den Laborexperimente für das JSC Marsstaub-Analogon, sogar sein Maximum um 1 mbar (Abb. 51). Die zwei Punkte – das Auftreten von Staubteufeln auch in sehr großen Höhen sowie die Korrelation der Häufigkeit der Staubteufel mit der einfallenden Intensität bzw. dem I/T -Wert – deuten bei vorsichtiger Interpretation wenigstens auf ein Mitwirken der licht-induzierten Partikelauswürfe bei dem Phänomen der Staubteufel auf dem Mars hin.

Licht-induzierte Partikelauswürfe auf dem Mars sind daher als Mechanismus zum Lösen von Teilchen aus der Oberfläche durchaus geeignet und bilden den ersten Schritt beim Transport von Staub von der Oberfläche in die Marsatmosphäre. Wind wirkt hier unterstützend auf die licht-induzierten Effekte bzw. vice versa.

Auch die Knudsen Eruptionen – diejenigen Eruptionen, die auftreten wenn eine vormals beleuchtete Stelle abgedunkelt wird – finden ihre Anwendung auf dem Mars (Kelling et al., 2011). Aktive Staubteufel sind optisch dick, sie werfen einen Schatten (Stanzel et al., 2008). Durch translatierende Staubteufel gibt es also sich rasch über die Oberfläche bewegend Schatten, welche die vormals beleuchtete Oberfläche abdunkeln. Dadurch könnten Knudsen Eruptionen ausgelöst werden die dem Staubteufel weiter Staub zuführen: Der Staubteufel könnte – so lange die eigentliche Kleintrombe weiter vorhanden ist und die Rahmenbedingungen günstig sind – also selbsterhaltend sein.

6.3 Partikellevitation: Staub und Eis

Die in Kapitel 5.4 besprochenen Levitationen von Staubaggregaten durch den Knudsen Kompressor Effekt finden ihre konkrete Anwendung im Themengebiet der Planetenentstehung als Werkzeug, um einerseits photophoretische Effekte an Einzelaggregaten und andererseits Stöße im cm/s Regime von Staubaggregaten experimentell zu untersuchen.

Die Staubaggregate können sich frei und mit bis zu cm/s in der Ebene (minimal durch die konkave Form des Aufsatzes beschränkt) bewegen. Freie und experimentell leicht und dazu zeitlich kaum beschränkt zugängliche Staubaggregate sind in anderer Weise schwierig zu realisieren. Es ist z.B. möglich in μg Experimenten Effekte an Staubaggregaten zu untersuchen – diese sind allerdings immer zeitlich beschränkt und meist definierte Einzelwechselwirkungen zweier Aggregate (Langkowski, Teiser und Blum, 2008; Kothe, Güttler und Blum, 2010; Weidling, Güttler und Blum, 2011).

Die durch den Knudsen Kompressor Effekt levitierten Staubaggregate bieten hier eine

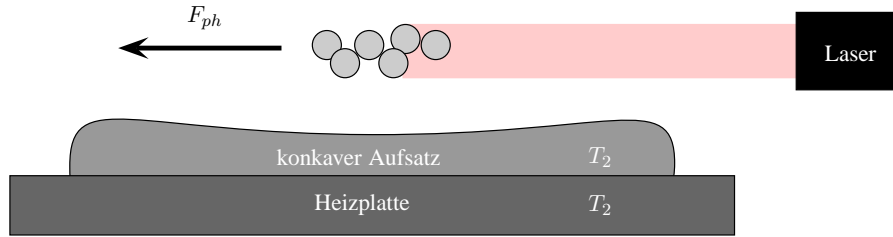


Abb. 56 – Wie in Abb. 41 wird auch hier ein konkaver Aufsatz durch eine Heizplatte erwärmt. Bei mbar Drücken wird dann durch den Knudsen Kompressor Effekt ein einzelnes Staubaggregat levitiert. Ein Laserpuls induziert einen Temperaturgradienten über dem Aggregat und eine photophoretische Beschleunigung kann beobachtet werden.

einfache Alternative, die im Labor zu realisieren ist. Das Geschwindigkeitsregime von einigen cm/s steht dabei momentan im Fokus, da hier eine Art *bouncing barrier* – also eine Staub-Wachstumsgrenze durch Abprallen – postuliert wird (Zsom et al., 2010). Erste Ergebnisse von umfangreichen Kollisionsexperimenten mit Hilfe der Knudsen-Levitation (vergleiche dazu auch Abb. 42) im cm/s Regime deuten allerdings darauf hin, dass es eine gewisse Wahrscheinlichkeit für Wachstum gibt (bis zu 30% der untersuchte Stöße zeigen Koagulation, Jankowski (2011)).

Der experimentelle Aufbau zu den Untersuchungen der Photophorese ist in Abb. 56 dargestellt. Ganz ähnlich dem Aufbau in Kapitel 5.4 (Abb. 41) ist auch hier eine Heizplatte mit konkavem Aufsatz in einer Vakuumkammer platziert. Bei mbar Drücken sorgt auch hier der Knudsen Kompressor Effekt dafür, dass ein auf der konkaven Fläche platziertes Staubaggregat in geringer Höhe levitiert. Zusätzlich bestrahlt ein Laser (Wellenlänge 655 ± 10 nm) mit 1 W Ausgangsleistung für eine definierte Zeitspanne (einige ms) das Staubaggregat. Ein Teil der Laserleistung wird vom Staubaggregat auf der bestrahlten Seite aufgenommen. Diese Seite erwärmt sich und es bildet sich ein Temperaturunterschied ΔT über dem Aggregat aus. Dieser Temperaturunterschied bewirkt dann wieder (Glg.(8)), dass eine photophoretische Kraft F_{ph} das Staubaggregat beschleunigt. Die (Änderung der) Translation des Teilchens ist mit einer Kamera gut zu beobachten.

Es ist also direkt möglich eine durch gegebene Lichtleistung induzierte photophoretische Beschleunigung eines freien und unregelmäßigen Staubaggregates zu beobachten. Die Resultate können dann mit der Theorie für sphärische Einzelteilchen verglichen werden und man erhält so eine Abschätzung darüber, in wie weit die Theorie – in erster Näherung durch einen Faktor – korrigiert werden muss um einem unregelmäßigen Teilchen zu genügen. Der grundlegende Gedanke ist, dass man aus der beobachteten Beschleuni-

gung a nach dem Laserpuls die wirkende photophoretische Kraft erhält

$$F_{ph_{exp}} = ma. \quad (72)$$

Das Verhältnis der Kraft F_{ph} für sphärische Teilchen zur experimentell gemessenen Kraft $F_{ph_{exp}}$ bestimmt somit einen Korrekturfaktor j

$$F_{ph_{exp}} = jF_{ph}. \quad (73)$$

Erste experimentelle Untersuchungen haben ergeben, dass die Größenordnung des Korrekturfaktors bei $j \simeq 10^{-1} - 10^{-2}$ liegt (Jansing, 2011). Dieses Ergebniss ist vorläufig, deutet aber darauf hin, dass eine Modifikation der Theorie der Photophorese für unregelmäßige Staubeilchen nötig und wichtig ist um z.B. dessen Wirkung in protoplanetaren Scheiben besser abschätzen zu können.

Viele Details zu den beiden Themenkomplexen (Photophorese und Stoßprozesse an levitierten Staubaggregaten) sind auch in den dazu angefertigten Diplomarbeiten zu finden (Jansing, 2011; Jankowski, 2011).

Neben Staubeilchen spielen auch Eisteilchen eine zentrale Rolle in der Planetenentstehung. Ab einer gewissen Entfernung vom zentralen Stern (typisch einige AU, *snow line*) in einer protoplanetaren Scheibe kondensiert Wasser zu Eis – bis 2/3 der soliden Partikel in einer protoplanetaren Scheibe sind Eispartikel. Das Reservoir an soliden (Eis)Partikeln bildet die Basis für Planetenentstehung.

Über die Details von licht-induzierten Kräften auf Eispartikeln oder auch die Wechselwirkung von Eispartikeln untereinander (Stöße) ist wenig bekannt – es gibt bis dato nur eine geringe Anzahl an Experimenten dazu wie z.B. Heißelmann et al. (2010). Die in Kapitel 5.5 beschriebenen Experimente können ebenso wie der Aufbau zu den Staublevitationen als Werkzeug benutzt werden, um im Detail Stöße zwischen bis zu cm großen Eisaggregaten zu untersuchen oder an den frei schwebenden, kleineren Eisteilchen explizit photophoretische Experimente durchzuführen. Experimente dazu sind in Vorbereitung bzw. konnten schon mit Hilfe des entwickelten experimentellen Aufbaus

realisiert werden (z.B. in der Arbeit von Aumatell und Wurm (2011) zur Sublimation von Eisaggregaten oder der Arbeit von Eymeren und Wurm (2011)) zur Rotation von Eisteilchen.

7 Fazit

In dieser Arbeit wurden sowohl wichtige Aspekte der licht-induzierten Partikeleruptionen vertieft als auch neue Effekte im Zusammenhang mit Temperaturgradienten im Staub entdeckt und erklärt. Das Spektrum der direkten Anwendungen der Partikeleruptionen im Rahmen der Planetenentstehung konnte erweitert und auch neue Anwendungen durch die Teilchenlevitationen erschlossen werden. Die Ergebnisse der Arbeit sind in *peer-reviewed* Journalen veröffentlicht worden (siehe Liste der Veröffentlichungen in Kapitel 2).

Ich möchte an dieser Stelle die wesentlichen Resultate der Arbeit zusammenfassend darstellen.

Partikeleruptionen bei aktiver Lichtquelle

Die licht-induzierten Partikeleruptionen in Staubschichten bei i.d.R. $0.1 < p \ll 100$ mbar Umgebungsdrücken und aktiver Beleuchtung mit typisch $I > 10 \text{ kW/m}^2$ sind photophoretischer Natur. Die aktive Beleuchtung baut einen inversen Temperaturgradienten (*solid state greenhouse effect*) im Staub dicht unter der Stauboberfläche auf. Das Gas induziert auf die Oberflächenaggregate, die durch den inversen Temperaturgradienten im Staub selbst einen Temperaturgradienten über sich ausbilden, eine photophoretische Kraft. Die photophoretische Kraft greift an den einzelnen Komponenten der Aggregate an. Die Druckabhängigkeit der Schwellintensität als auch die Rate der ausgeworfenen Partikel folgt der Theorie der Photophorese. Weiterhin gibt es – im Einklang mit der Theorie – eine Verschiebung der maximalen Auswurfraten mit der Partikelgröße. Typische Auswurfraten liegen bei $1 - 10 \text{ Teilchen/(s cm}^2\text{)}$. Die Auswurfrate hängt invers von der Gravitationsbeschleunigung ab. Insbesondere zu geringen Gravitationsbeschleunigungen ($g < 1$) nimmt die Auswurfrate rasch zu. Es werden auch μm Teilchen ausgeworfen.

In einer protoplanetaren Scheibe werden radial nach innen driftende, staubige Körper durch die licht-induzierten Partikelaustritte (teilweise) erodiert. Die ausgeworfenen Partikel werden durch Photophorese rasch nach ihrer Größe getrennt – die kleineren μm Partikel bleiben nahe dem Auswurfort, während die größeren durch eine von der Strahlung des Sterns induzierten photophoretischen Kraft radial nach außen getrieben werden. Die kleinsten Partikel können durch Transportprozesse (z.B. Turbulenz) an die Oberfläche der protoplanetaren Scheibe gelangen, wo sie bis zu einigen 10^6 Jahren in der Entwicklung von protoplanetaren Scheiben nachgewiesen werden können. Die radial

nach außen getriebenen Teilchen werden dem Planetenentstehungsprozess in der Scheibe wieder zugeführt.

Auf dem Mars sind licht-induzierte Partikelauwürfe trotz geringerer Sonneneinstrahlung möglich, so fern die Kohäsionskräfte des Staubes aktiv verringert werden, z.B. durch Winde. Die Staubteufelaktivitäten z.B. korrelieren mit der eingestrahnten Lichtleistung und dem atmosphärischen Druck: Selbst auf sehr hohen Landerhebungen und Drücken von 1 mbar und weniger sind Staubteufel zu beobachten. Die Windgeschwindigkeiten auf dem Mars sind i.d.R. zu gering, um bei solch niedrigen Drücken μm Teilchen aus der Oberfläche zu lösen – wohl aber reduziert der Wind effektiv die Kohäsionskräfte der Staubteilchen. Die Staubteufelaktivitäten korrelieren mit der eingestrahlte Intensität. Photophoretische Partikelauwürfe und Wind zusammen können daher eine Erklärung der Staubaktivitäten auch bei sehr geringen Drücken sein.

Partikeleruptionen nach Verdunklung

Die Partikelauwürfe nach dem Verdunkeln eines vorher beleuchteten Spots werden durch einen Druckeffekt hervorgerufen. Nach dem deaktivieren der Lichtquelle verringert sich der Temperaturgradient im Staub wohingegen der Temperaturunterschied vom Maximum zur Oberfläche zunimmt. Das Temperaturmaximum verschiebt sich mit der Zeit tiefer in das Staubbett, so dass der Temperaturunterschied über mehr und mehr Staubschichten ausgedehnt wird. Der Temperaturunterschied induziert einen Knudsen Kompressor Effekt und somit einen Überdruck in der Tiefe des Temperaturmaximums. Der Partikelauwurf ist heftig und eruptionsartig – die Auswurfrate übersteigt die der photophoretischen Eruptionen um Größenordnungen mit bis zu 100 Teilchen/(s cm²). Die einzelnen Eruptionsherde sind meist lokal getrennt. Nach etwa 10s ist der durch den abnehmende Temperaturunterschied vom Temperaturmaximum zur Oberfläche induzierte Knudsen Kompressor Überdruck im Staub zu gering, als dass noch Teilchen ausgeworfen werden.

In protoplanetaren Scheiben wird die Erosion driftender, staubiger Körper durch die Knudsen Kompressor Eruptionen verstärkt – so fern diese rotieren und damit immer wieder Bereiche des Körpers rasch abgedunkelt werden.

Auf dem Mars könnten durch diese Knudsen Kompressor Eruptionen sich einmal gebildet Staubteufel selbst erhalten: Ihr Schatten bewegt sich aufgrund der Staubteufeltranslation über dem Boden und könnte so Knudsen Eruptionen auslösen.

Partikellevitationen größerer (bis cm) Staub- und Eisteilchen in geringen Höhe ($\sim 100 \mu\text{m}$)

Die Partikellevitationen dicht über einer Oberfläche von meist größeren ($\gg 100 \mu\text{m}$) Eis- und Staubaggregaten werden durch einen Knudsen Kompressor Effekt induziert. Die schwebenden Teilchen haben einen Temperaturgradienten über sich: bei Staub hervorgerufen durch eine Heizplatte unterhalb der Teilchen und bei Eisaggregaten durch eine Kühlung über den Teilchen. Die Poren der Teilchen wirken als Mikrokanäle. Durch den Knudsen Kompressor Effekt wird kontinuierlich Gas von oberhalb der Teilchen unter das Teilchen gepumpt. Nur in einem gewissen Druckbereich von $0.1 < p \ll 100$ mbar schweben die Teilchen. Es gibt eine stabile Levitationshöhe, die meist deutlich geringer als die laterale Ausdehnung des Teilchens ist. Bei Annäherung von zwei oder mehr Teilchen ist eine Abstoßung zu beobachten, die aber durch genügend hohe Geschwindigkeiten (mm/s bis cm/s) überwunden werden kann.

Der Experimentaufbau ist geeignet um Wechselwirkungen von Teilchen (Kollisionen) bei Geschwindigkeiten bis zu cm/s zu beobachten oder auch licht-induzierte Effekte wie Photophorese an freien, unregelmäßigen Teilchen zu studieren. Erste Ergebnisse deuten darauf hin, dass sich die Stärke der photophoretischen Kraft auf unregelmäßige Teilchen um einen Faktor $j \simeq 10^{-1} - 10^{-2}$ korrigiert werden muss im Vergleich zu sphärischen Teilchen ähnlicher Größe. Die vorläufigen Resultate zahlreicher Kollisionsexperimente können die postulierte *bouncing-barrier* für Staubaggregate im cm/s Regime nicht bestätigen.

Partikellevitationen kleiner ($< 100 \mu\text{m}$) Eisteilchen in grosser Höhe (cm)

Die Partikellevitationen kleinerer Teilchen in größerer Höhe ist ein Zusammenspiel von Photophorese, Thermophorese und Gravitation. Die Eisteilchen schweben in einem Gas mit Temperaturgradienten und sind mit der Levitationshöhe zunehmend der thermischen Strahlung der Umgebung ausgesetzt. Die Temperaturstrahlung induziert eine mit der Höhe zunehmende photophoretische Kraft und der Temperaturgradient im Gas induziert eine thermophoretische Kraft. Es gibt eine gewisse Höhe, in der diese phoretischen Kräfte die Gravitation stabil kompensieren. Der Experimentaufbau ist geeignet um frei schwebende Eisteilchen zu untersuchen.

Insgesamt lassen die Ergebnisse dieser Arbeit den Schluss zu, dass die durch Licht und Temperatur hervorgerufenen Kräfte in Staubteilchen und Staubschichten in protoplanetaren Scheiben und bei der Planetenentstehung ein wichtiger Aspekt sind. Die inverse Gravitationsabhängigkeit und die damit verbundenen Zunahme der Partikelaustrittsrate

bei $g < 1$ unterstreichen, dass die Effizienz der licht-induzierten Erosion bei Systemen reduzierter Gravitation zunimmt. Auch auf planetaren Körpern wie dem Mars sind die licht-induzierten Teilchenauswürfe möglich und ebenfalls, auf Grund der geringeren Marsgravitation, effizienter als unter Laborbedingungen.

8 Ausblick

Viele Fragen der licht-induzierten Partikeleruptionen konnten durch die Experimente und Ergebnisse, die in dieser Arbeit dargestellt wurden, beantwortet werden. Zusätzlich wurden erstaunliche und neue Effekte bei Staubteilchen und in Staubschichten entdeckt. Trotzdem sind noch viele Fragen offen und nicht abschließend geklärt.

Viele Parameter der Simulationen zu den Temperaturverteilungen in beleuchteten Staubschichten sind einfach gewählt: Es gibt nur sphärische Teilchen einer Größe, die regelmäßig angeordnet sind, die alle die selben Nachbarkontakte haben und auch eine identische thermische Leitfähigkeit. Konsequenterweise sind auch die Poren zwischen den Teilchen regelmäßig. Die Mie-Theorie begrenzt zudem die Teilchengröße und es wird nur mit einer definierten Wellenlänge eingestrahlt. Im Zuge einer Weiterentwicklung der Simulation gibt es also viele Parameter anzupassen, um ein realistischeres Bild einer beleuchteten Staubprobe zu erhalten. Ich möchte aber noch einmal betonen, dass sich die Ergebnisse der Simulationen (*solid state greenhouse effect*) mit denen anderer decken (Wurm und Krauss, 2006; Kaufmann, Kömle und Kargl, 2007). Explizite experimentelle Untersuchungen, wie sich die Temperatur in einer beleuchteten Staubprobe verteilt, wären ebenfalls denkbar. Mit experimentellen Temperaturdaten ließen sich die Simulationen noch besser anpassen.

Auch die einzelnen Experimente haben großes Entwicklungspotential. Durch andere experimentelle Umsetzungen und Ausstattungen würden sich weitere Details erschließen: Wie sehen die ausgeworfenen Teilchen direkt nach dem Auswurf aus, welche Bahnen verfolgen sie und wie lassen sie sich durch Licht und/oder Gasströmungen beeinflussen – wie verhalten sich also ausgeworfene Teilchen z.B. im Gas einer protoplanetaren Scheibe? Experimente in einem Windkanal sind im Aufbau, um zu untersuchen, in wie weit Wind und Gasreibung die Mindestintensität für die Eruptionen senken können. Damit ließe sich besser abschätzen, welche Rolle die licht-induzierten Eruptionen auf dem Mars im Zusammenspiel mit Wind spielen.

Auf Grund des oft eigenwilligen Verhaltens von Staub als auch durch die unerwünschten Restbeschleunigungen sind die Resultate der μg -Experimente während der Parabelflüge statistisch nicht optimal gesichert. Um hier mehr Statistik betreiben zu können, sind mehr Experimente unter μg , Mond- g und Mars- g nötig. Die inverse g -Abhängigkeit der Partikeleruptionen ist sicherlich der zentrale Punkt bei der Extrapolation der experimentellen Daten hin zu protoplanetaren Scheiben. Das Verhalten der Knudsen Kompressor

Eruptionen unter verschiedenen g -Niveaus ist ebenfalls noch nicht untersucht worden. Weitere μg -Experimente sind in Vorbereitung.

Gänzlich unbehandelt ist bis dato ebenfalls die Frage ob, in wie weit und in welchem Zeitraum ausgestoßene Partikel die Trajektorie des Mutterkörpers verändern – immerhin verlässt jedes ausgeworfene Teilchen den Mutterkörper mit einem gewissen Impuls. Bei sub-planetaren Körpern könnte das eine Rolle spielen.

Generell ist der Knudsen Kompressor Effekt im Staub ein sehr interessanter Aspekt. Eine direkte Messung des Knudsen-Überdrucks induziert durch eine Staubprobe ist sicherlich ein wichtiger Schritt. Es ist auch denkbar, dass der Knudsen Kompressor Effekt als eine Art Gasantrieb von Staubteilchen in protoplanetaren Scheiben dient: Durch die Beleuchtung des Sterns sind die Teilchen unregelmäßig warm und Gas strömt durch sie hindurch. Simulationen aber auch Experimente hierzu sind denkbar. Weiterhin sind μg -Experimente des Knudsen Kompressor Effekts im Aufbau, um dessen direkte Stärke zu bestimmen – vorerst mit gesinterten Glasplättchen.

Einige Experimente mit den frei schwebenden Staub- und Eisteilchen sind im Aufbau, wie z.B. zur Photophorese an Staub und Eis aber auch zu deren Wechselwirkungen untereinander (Eis-Staub Kollisionen) oder zur Sublimation freier Eisteilchen. In den Artikeln von Aumatell und Wurm (2011) und Eymeren und Wurm (2011) wurden die in dieser Arbeit entwickelten experimentellen Aufbauten bereits verwendet.

Für jede Frage, die im Rahmen der Licht- und Temperatureffekte in Staub beantwortet werden konnte, sind also viele Neue entstanden. Mit dieser Arbeit ist das Fundament für weitere Experimente und theoretische Überlegungen gelegt. Das Gebiet ist daher nicht abgeschlossen, sondern eine offene Herausforderung für die Zukunft.

*Sieh die Sterne die da lehren,
wie man soll den Meister ehren.
Jeder folgt nach Newtons Plan,
still schweigend seiner Bahn.*
Albert Einstein

Literatur

- Armitage, P. J. (2010). *Astrophysics of Planet Formation*. Hrsg. von Armitage, P. J. Cambridge University Press (Cambridge).
- Aumatell, G. und G. Wurm (2011). “Breaking the ice: planetesimal formation at the snowline”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. Im Druck.
- Balme, M. und R. Greeley (2006). “Dust devils on Earth and Mars”. In: *Reviews of Geophysics* 44, S. 188–200.
- Balme, M. und A. Hagermann (2006). “Particle lifting at the soil-air interface by atmospheric pressure excursions in dust devils”. In: *Geophysical research letters* 33.19, S. 3–7.
- Beresnev, S., V. Chernyak und G. Fomyagin (1993). “Photophoresis of a spherical particle in a rarefied gas”. In: *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* 5, S. 2043–2052.
- Bergmann, L., C. Schaefer und K. Kleinermanns (2006). *Bergmann/Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik. Gase, Nanosystem, Flüssigkeiten*. 2. Aufl. Bd. 5. Gruyter (Berlin).
- Beule, C. de (2011). “Experimentelle Untersuchungen zur Gravitationsabhängigkeit lichtinduzierter Stauberuptionen”. Diplomarbeit. Universität Duisburg-Essen.
- Blum, J. und G. Wurm (2008). “The Growth Mechanisms of Macroscopic Bodies in Protoplanetary Disks”. In: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics* 46, S. 21–56.
- Blum, J. et al. (1996). “The Brownian Motion of Dust Particles in the Solar Nebula: an Experimental Approach to the Problem of Pre-planetary Dust Aggregation”. In: *Icarus* 124, S. 441–451.
- Blum, J. et al. (2006). “The physics of protoplanetary dust agglomerates. I. Mechanical properties and relations to primitive bodies in the solar system”. In: *The Astrophysical Journal* 652, S. 1768–1781.
- Brüche, E. und W. Littwin (1929). “Experimentelle Beiträge zur Radiometerfrage”. In: *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 52, S. 318–333.
- (1931). “Experimentelle Beiträge zur Radiometerfrage”. In: *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 67, S. 333–361.
- Carr, M.H. (2006). *The surface of Mars*. Bd. 6. Cambridge University Press.
- Cheremisin, AA, Y.V. Vassilyev und H. Horvath (2005). “Gravito-photophoresis and aerosol stratification in the atmosphere”. In: *Journal of aerosol science* 36, S. 1277–1299.

- Dullemond, C. P. und J. D. Monnier (2010). “The Inner Regions of Protoplanetary Disks”. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 48, S. 205–239.
- Duran, J. (2000). *Sands, powders, and grains*. Springer-Verlag (New York).
- Einstein, A. (1924). “Zur Theorie der Radiometerkräfte”. In: *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 27, S. 1–6.
- Eymeren van, J. und G. Wurm (2011). “The implications of particle rotation on the effect of photophoresis”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. im Druck.
- Goldreich, P. und W. R. Ward (1973). “The Formation of Planetesimals”. In: *The Astrophysical Journal* 183, S. 1051–1062.
- Greeley, R. et al. (1980). “Threshold windspeeds for sand on Mars: Wind tunnel simulations”. In: *Geophysical Research Letters* 7, S. 121–124.
- Greeley, R. et al. (Mai 2003). “Martian dust devils: Laboratory simulations of particle threshold”. In: *Journal of Geophysical Research (Planets)* 108, S. 5041.
- Güttler, C. (2009). “From Dust to Planets: Dust Aggregation in the Post-Fractal Growth Regime”. Diss. Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig.
- Haberle, R. M. et al. (1999). “General circulation model simulations of the Mars Pathfinder atmospheric structure investigation/meteorology data”. In: *Journal of Geophysical Research* 104, S. 8957–8974.
- Haisch, K. E., E. A. Lada und C. J. Lada (2001). “Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters”. In: *The Astrophysical Journal* 553, S. L153–L156.
- Hänel, D. (2004). *Molekulare Gasdynamik: Einführung in die kinetische Theorie der Gase and Lattice-Boltzmann-Methoden*. Springer-Verlag (Heidelbger, Berlin).
- Hayashi, C., K. Nakazawa und Y. Nakagawa (1985). “Formation of the solar system”. In: *Protostars and Planets II*. Hrsg. von D. C. Black & M. S. Matthews, S. 1100–1153.
- Heim, L.O. et al. (1999). “Adhesion and friction forces between spherical micrometer-sized particles”. In: *Physical Review Letters* 83, S. 3328–3331.
- Heißelmann, D. et al. (2010). “Microgravity experiments on the collisional behavior of saturnian ring particles”. In: *Icarus* 206, S. 424–430. arXiv:0908.3424 [astro-ph.EP].
- Hess, S. L. et al. (1977). “Meteorological results from the surface of Mars - Viking 1 and 2”. In: *Journal of Geophysical Research* 82, S. 4559–4574.
- Hettner, G. (1924). “Zur Theorie des Radiometers”. In: *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 27, S. 12–22.
- Jankowski, T. (2011). “Kollisionsexperimente mit levitierten Basaltaggregaten im Kontext der Planetenentstehung”. Diplomarbeit. Universität Duisburg-Essen.

- Jansing, C. (2011). “Experimentelle Untersuchung photophoretischer Effekte an irregulären levitierten Aggregaten aus Mikrometerpartikeln”. Diplomarbeit. Westfälische Wilhelms-Universität.
- Jennings, S.G. (1988). “The mean free path in air”. In: *Journal of Aerosol Science* 19, S. 159–166.
- Johansen, A. et al. (2007). “Rapid planetesimal formation in turbulent circumstellar disks”. In: *Nature* 448, S. 1022–1025.
- Kalas, P. et al. (2008). “Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light-Years from Earth”. In: *Science* 322, S. 1345–1348.
- Kaufmann, E., N. I. Kömle und G. Kargl (2007). “Laboratory simulation and theoretical modelling of the solid-state greenhouse effect”. In: *Advances in Space Research* 39, S. 370–374.
- Kelling, T. und G. Wurm (2009). “Self-Sustained Levitation of Dust Aggregate Ensembles by Temperature-Gradient-Induced Overpressures”. In: *Physical Review Letters* 103, S. 215502–1–215502–4.
- (2011). “A Mechanism to Produce the Small Dust Observed in Protoplanetary Disks”. In: *Astrophysical Journal* 733, S. 120–125.
- Kelling, T., G. Wurm und C. Dürmann (2011). “Ice Particles Trapped by Temperature Gradients at mbar Pressure”. In: *Review of Scientific Instruments*. im Druck.
- Kelling, T. et al. (2011). “Dust ejection from planetary bodies by temperature gradients: Laboratory experiments”. In: *Icarus* 212, S. 935–940.
- Knudsen, M. (1909). “Thermischer Molekulardruck der Gase in Röhren und porösen Körpern”. In: *Annalen der Physik* 336, S. 633–640.
- Kocifaj, M. et al. (2010). “Dust ejection from (pre-)planetary bodies by temperature gradients: radiative and heat transfer”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 404, S. 1512–1518.
- Kocifaj, M. et al. (2011). “Radiative cooling within illuminated layers of dust on (pre-)planetary surfaces and its effect on dust ejection”. In: *Icarus* 211, S. 832–838.
- Kothe, S., C. Güttler und J. Blum (2010). “The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. V. Multiple Impacts of Dusty Agglomerates at Velocities Above the Fragmentation Threshold”. In: *The Astrophysical Journal* 725, S. 1242–1251.
- Krause, M. et al. (2011). “Thermal conductivity measurements of porous dust aggregates: I. Technique, model and first results”. In: *Icarus*. Im Druck.
- Krauss, O. et al. (2007). “The photophoretic sweeping of dust in transient protoplanetary disks”. In: *Astronomy & Astrophysics* 462, S. 977–987. eprint: [arXiv:astro-ph/0611757](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0611757).
- Kremer-Pigmente (2003). “Sicherheitsdatenblatt, 47324 - 47328 Basalt”. In:

- Langkowski, D., J. Teiser und J. Blum (2008). “The Physics of Protoplanetesimal Dust Agglomerates. II. Low-Velocity Collision Properties”. In: *The Astrophysical Journal* 675, S. 764–776.
- Maxwell, J.C. (1879). “On stresses in rarified gases arising from inequalities of temperature”. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 170, S. 231–256.
- McCabe, C. und K. R. Stapelfeldt (2007). “Circumstellardisks. org: An Online Database of Spatially Resolved Circumstellar Disks”. In: *Proceedings of the Conference In the Spirit of Bernard Lyot: The Direct Detection of Planets and Circumstellar Disks in the 21st Century*.
- McKee, C. F. und E. C. Ostriker (2007). “Theory of Star Formation”. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 45, S. 565–687.
- Meschede, D. (2002). *Gerthsen Physik*. 21. Aufl. Springer-Verlag (Heidelberg, Berlin).
- Moudens, A. et al. (2011). “Photophoretic transport of hot minerals in the solar nebula”. In: *Astronomy & Astrophysics* 531, S. 106–117.
- Muntz, E. P et al. (2002). “Performance analysis and optimization considerations for a Knudsen compressor in transitional flow”. In: *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* 20, S. 214–224.
- Olofsson, J. et al. (2010). “C2D Spitzer-IRS spectra of disks around T Tauri stars. V. Spectral decomposition”. In: *Astronomy & Astrophysics* 520, S. 39–62.
- Orbital-Tech.-Corp. (2008). “Sicherheitsdatenblatt, JSC Mars-1A Martian Regolith Simulant”. In:
- Ostlie, D.A. und B.W. Carroll (2007). *An introduction to modern astrophysics*. Addison-Wesley.
- Paraskov, G. B., G. Wurm und O. Krauss (2006). “Eolian Erosion of Dusty Bodies in Protoplanetary Disks”. In: *The Astrophysical Journal* 648, S. 1219–1227.
- Presley, M. A. und P. R. Christensen (1997). “Thermal conductivity measurements of particulate materials”. In: *Journal of Geophysical Research* 102, S. 6535–6549.
- Reiss, D., M. Zanetti und G. Neukum (2011). “Multitemporal observations of identical active dust devils on Mars with the High Resolution Stereo Camera (HRSC) and Mars Orbiter Camera (MOC)”. In: *Icarus*. Im Druck.
- Reiss, D. et al. (2009). “High altitude dust devils on Arsia Mons, Mars: Testing the greenhouse and thermophoresis hypothesis of dust lifting”. In: *Lunar and Planetary Institute Science Conference Abstracts*. Bd. 40, S. 1961–1963.
- Reiss, D. et al. (2011). “High altitude dust devils on Arsia Mons, Mars: Testing the solid-state greenhouse and thermophoresis hypothesis of dust lifting”. In Vorbereitung.

- Reynolds, O. (1876). “On the forces caused by the communication of heat between a surface and a gas; and on a new photometer”. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 166, S. 725–735.
- Rohatschek, Hans (1995). “Semi-empirical model of photophoretic forces for the entire range of pressures”. In: *Journal of Aerosol Science* 26, S. 717–734. ISSN: 0021-8502.
- Sinclair, P.C. (1973). “The lower structure of dust devils.” In: *Journal of Atmospheric Sciences* 30, S. 1599–1619.
- Stahler, S.W. und F. Palla (2004). *The formation of stars*. Wiley Online Library.
- Stanzel, C. et al. (2008). “Dust devil speeds, directions of motion and general characteristics observed by the Mars Express High Resolution Stereo Camera”. In: *Icarus* 197, S. 39–51.
- Takata, S., K. Aoki und Y. Sone (1994). “Thermophoresis of a sphere with a uniform temperature- Numerical analysis of the Boltzmann equation for hard-sphere molecules”. In: *Rarefied gas dynamics- Theory and simulations*, S. 626–639.
- Teiser, J. und G. Wurm (2009a). “Decimetre dust aggregates in protoplanetary discs”. In: *Astronomy and Astrophysics* 505, S. 351–359.
- (2009b). “High-velocity dust collisions: forming planetesimals in a fragmentation cascade with final accretion”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 393, S. 1584–1594.
- Teiser, J. (2009). “Experiments on Growth and Transport Processes in Protoplanetary Disks”. Diss. Westfälische Wilhlems-Universität Münster.
- Tscharnuter, W. M. et al. (2009). “Protostellar collapse: rotation and disk formation”. In: *Astronomy & Astrophysics* 504, S. 109–113. arXiv:0903.4580 [astro-ph.SR].
- Weidenschilling, S. J. (1977). “Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 180, S. 57–70.
- Weidling, R., C. Güttler und J. Blum (2011). “Free Collisions in a Microgravity Many-Particle Experiment. I. Dust Aggregate Sticking at Low Velocities”. In: *Icarus*. Akzeptiert.
- Wood, J. A. (2000). “Pressure and Temperature Profiles in the Solar Nebula”. In: *Space Science Reviews* 92, S. 87–93.
- Wright, J. T. et al. (2011). “The Exoplanet Orbit Database”. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 123, S. 412–422.
- Wurm, G. (2007). “Light-induced disassembly of dusty bodies in inner protoplanetary discs: implications for the formation of planets”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 380, S. 683–690.

- Wurm, G. und J. Blum (1998). “Experiments on Preplanetary Dust Aggregation”. In: *Icarus* 132, S. 125–136.
- Wurm, G. und H. Haack (2009). “Outward transport of CAIs during FU-Orionis events”. In: *Meteoritics and Planetary Science* 44, S. 689–699.
- Wurm, G. und O. Krauss (2006). “Dust Eruptions by Photophoresis and Solid State Greenhouse Effects”. In: *Physical Review Letters* 96, S. 134301–+.
- Wurm, G., J. Teiser und D. Reiss (2008). “Greenhouse and thermophoretic effects in dust layers: The missing link for lifting of dust on Mars”. In: *Geophysical Research Letters* 35.10, S. L10201–L10206.
- Wurm, G. et al. (2010). “Experiments on the photophoretic motion of chondrules and dust aggregates: Indications for the transport of matter in protoplanetary disks”. In: *Icarus* 208, S. 482–491.
- Zheng, F. (2002). “Thermophoresis of spherical and non-spherical particles: a review of theories and experiments”. In: *Advances in colloid and interface science* 97, S. 253–276.
- Zsom, A. et al. (2010). “The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals? II. Introducing the bouncing barrier”. In: *Astronomy and Astrophysics* 513, S. 56–72.

9 Danksagung

Ich danke **Prof. Dr. Gerhard Wurm** für die Aufnahme in seine Gruppe, für seine Unterstützung aber auch im Besonderen für die Freiheiten bei der Entwicklung und Umsetzung von Ideen.

Ich danke **Prof. Dr. Harald Hiesinger** und **Prof. Dr. Wilhelm Kley** für das Begutachten dieser Arbeit.

Ich danke **Dr. Jens Teiser**, **Tim Jankowski** und **Caroline de Beule** für die Hilfe bei der Entwicklung und Durchführung der Parabelflugkampagnen. ESA Education und dem DLR danke ich für die Finanzierung der Parabelflugkampagnen.

Ich danke **Miroslav Kocifaj** und **Jozef Klačka** für die fruchtbare Zusammenarbeit.

Tim, danke fürs Lesen.

Ich bitte **Vanda Kelling** für die vielen Stunden, Tage und Wochen, die ich an meiner Dissertation gearbeitet habe, um Nachsicht und danke Ihr für die Zeit an meiner Seite.

10 Erklärung

Die vorliegende Dissertation wurde von mir selbstständig verfasst. Bei der Abfassung der Dissertation wurden nur die angegebenen Hilfsmittel benutzt und alle wörtlich oder inhaltlich übernommenen Stellen sind als solche gekennzeichnet. Die Dissertation ist nur in diesem Promotionsverfahren eingereicht und es wird der Doktorgrad Dr. rer. nat. angestrebt.

Ort, Datum und Unterschrift